www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

18e JAARGANG No. 12, blz. 357-388 DECEMBER 1956

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUKTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

ELEKTROLUMINESCENTIE EN BEELDVERSTERKING

door G. DIEMER, H. A. KLASENS en P. ZALM.

535.376:621.383.2:
621.3.032.36

De verwachtingen die men van het in 1936 ontdekte verschijnsel der elektroluminescentie als nieuwe lichtbron heeft gekoesterd, zijn tot dusver niet in vervulling gegaan: hoewel men hiermee thans „lichtpanelen" kan maken met een redelijk lichtrendement (tot in de buurt van 10 lumen/watt), blijken voor de normaal in een ruimte vereiste lichtstroom, bij voeding uit het net, zeer grote oppervlakten van deze panelen nodig te zijn. Daarentegen zijn onverwachte perspectieven geopend door de mogelijkheid, op eenvoudige wijze plaatselijke helderheidsverschillen in een lichtpaneel op te wekken. Hierop zijn de vastestofbeeldversterkers gebaseerd, die de laatste tijd steeds meer van zich doen spreken.

Inleiding

Van een ideale lichtbron zou men verlangen dat alle toegevoerde energie (b.v. warmte of elektrische energie) op een zo eenvoudig mogelijke wijze werd omgezet in licht van de gewenste spectrale samenstelling (b.v. die van het daglicht). Dit ideaal is tot dusver het best benaderd in de „TL" lamp, een combinatie van gasontlading en fluorescentie. Het verlangen blijft echter bestaan naar een technisch eenvoudiger omzetting, waarbij b.v. een vacuümdichte ballon (zoals de gasontlading vraagt) achterwege gelaten zou kunnen worden en waarbij toch de energie-omzetting geen aanleiding geeft tot corrosie of andere slijtage van de lichtbron. Met de ontdekking door de Fransman Destriau van het verschijnsel der elektroluminescentie [1]) in de jaren '30 lijkt inderdaad een verdere schrede te zijn gezet op de weg naar een directe, slijtagevrije omzetting van elektrische energie in licht, hoewel wij er dadelijk aan moeten toevoegen dat ondanks de recente vooruitgang op dit gebied de lichtbronnen die op deze omzetting zijn gebaseerd, praktisch nog niet bruikbaar blijken te zijn voor algemene verlichtingsdoeleinden.

Constructief is de op elektroluminescentie gebaseerde lichtbron wel zeer eenvoudig: men heeft slechts een, b.v. op een vlak uitgespreide, laag van een geschikt geprepareerde vaste stof (in de meeste gevallen zinksulfide), die wordt geplaatst in een elektrisch veld. De stroomdoorgang door het zinksulfide geeft dan, bij spanningen aanzienlijk lager dan de elektrische doorslagspanning van het laagje, aanleiding tot lichtemissie, terwijl er geen fysische of chemische veranderingen in de lichtende laag optreden en deze nauwelijks merkbaar wordt verwarmd. Een dergelijk elektroluminescerend vlak wordt wel een lichtpaneel genoemd.

De lichttechnische grootheid waardoor een dergelijke diffuus stralende lichtbron van uitgebreide oppervlakte wordt gekarakteriseerd, is de emittantie, d.i. het totaal aantal lumens dat per m² van het

[1]) G. Destriau, J. Chim. phys. **33**, 587-625, 1936; Phil. Mag. **38**, 700-739, 774-793, 880-888, 1947. Voor een overzicht over elektroluminescentie, speciaal van zinksulfidepoeders, zie P. Zalm, Philips Res. Rep. **11**, 353-416 en 417-451, 1956 (nos. 5 en 6); G. Destriau en H. F. Ivey, Proc. Inst. Rad. Engrs., Solid-state materials issue, december 1955.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

oppervlak naar één kant wordt uitgestraald. Daar de tot dusver gemaakte lichtpanelen slechts een matige emittantie hebben (1 m² van een elektroluminescerend vlak kan maximaal ongeveer evenveel lumens geven als een gloeilamp van 200 watt) en geen zeer hoog rendement, zal de toepassing van het lichtpaneel als lichtbron voorlopig wel beperkt blijven tot speciale gevallen, zoals b.v. schaalverlichting van instrumenten, radiotoestellen en klokken. Van groot belang is echter de mogelijkheid dat men op eenvoudige wijze plaatselijke emittantieverschillen kan opwekken; hiervan tracht men thans gebruik te maken in de vastestofbeeldversterkers [2]), waarover wij aan het einde van dit artikel komen te spreken.

De hoofdschotel van dit artikel zal een beschrijving zijn van het gecompliceerde mechanisme van de lichtopwekking in een lichtpaneel. Daartoe willen wij eerst enkele belangrijke eigenschappen ervan bespreken.

Bouw en algemeen gedrag van het lichtpaneel

In *fig. 1* is schematisch de bouw van een lichtpaneel weergegeven. Het bestaat uit een drager van glas, waarop een doorzichtige elektrode is aangebracht, b.v. een zeer dun laagje tinoxyde dat er bij hoge temperatuur is opgespoten. Op deze doorzichtige elektrode wordt een laag van de elektroluminescerende stof aangebracht, bestaande uit een

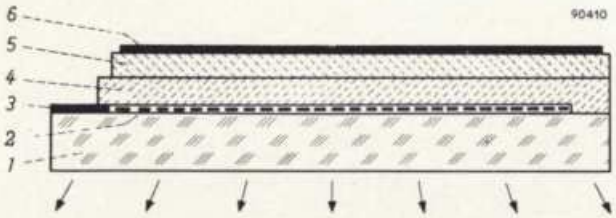


Fig. 1. Bouw van een elektroluminescerende cel of lichtpaneel (schematisch). *1* glazen plaat (drager), *2* zeer dunne, doorzichtige geleidende laag tinoxyde, *3* metalen contactstrook, *4* zinksulfidelaag gesuspendeerd in een doorzichtige lak (ca. 25 micron dik), *5* reflecterende laag van witte lak (ca. 20 micron dik), *6* metaallaag (tweede elektrode). Tussen de metalen elektrode en het tinoxyde wordt een wisselspanning aangelegd van een paar honderd volt en een frequentie in het audiogebied (50 Hz à 10 000 Hz). Om het paneel te beschermen tegen beschadiging door binnendringend vocht, wordt gewoonlijk op de elektrode *6* nog een tweede glasplaat gelijmd.

op bepaalde wijze geprepareerd poeder (zinksulfide) dat gesuspendeerd is in een doorzichtige isolerende lak. Deze laag is ca. 25 micron dik. Om het licht, dat in deze laag wordt opgewekt, zoveel mogelijk naar de zijde van de doorzichtige elektrode te werpen, wordt meestal op de elektroluminescerende laag een witte laklaag aangebracht, vóórdat men het paneel aan de achterzijde van een tweede (metalen) elektrode voorziet. Zo ontstaat een vlakke condensator.

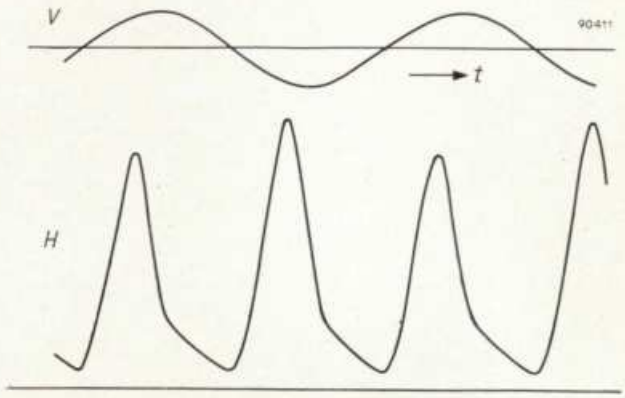


Fig. 2. Sinusvormige wisselspanning V en de hierdoor teweeggebrachte elektroluminescentie (emittantie H) als functie van de tijd. Elke halve periode van de spanning wordt een lichtflits uitgezonden. De frequentie was 65 Hz.

Zetten wij op een dergelijk paneel een voldoend hoge wisselspanning, dan blijkt er in elke halve periode een lichtflits te worden uitgezonden (*fig. 2*). Afhankelijk van de aard van de elektroluminescerende stof en de werkfrequentie neemt men soms een kleinere tweede lichtflits waar. Zolang de frequentie niet al te laag is (b.v. $>$ 10 Hz) en ook niet al te hoog (b.v. $<$ 1000 Hz), blijkt de lichthoeveelheid van elke flits vrijwel niet van de frequentie af te hangen en wordt dus de over de tijd gemiddelde emittantie H, bij een gegeven spanning, groter bij hogere frequentie (ongeveer recht evenredig). Dit is te zien in *fig. 3*.

Variatie van de grootte V van de spanning, bij constant gehouden frequentie, blijkt een zeer sterke variatie van de emittantie ten gevolge te hebben. Bij lage spanningen neemt de emittantie zeer snel, bij hogere spanningen minder snel toe met toenemende spanning. Een eenvoudige formule voor het verband tussen de emittantie H en de spanning V vindt men als men de logaritme van de emittantie (welke logaritme een vrij goede maat is voor onze helderheidsindruk) uitzet tegen het omgekeerde van de wortel uit de spanning (zie *fig. 4*). Er ontstaat dan een dalende rechte lijn:

$$\log H = \log H_0 - \frac{\text{const.}}{\sqrt{V}} . \quad . \quad . \quad (1)$$

Om een grote emittantie te verkrijgen, moet men het paneel dus voeden met hoge frequentie en met een zo hoge spanning als met het oog op de doorslagvastheid van het lichtpaneel toelaatbaar is.

[2]) Zie b.v. G. Diemer, H. A. Klasens en J. G. van Santen, Philips Res. Rep. **10**, 401-424, 1955 (no. 6).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

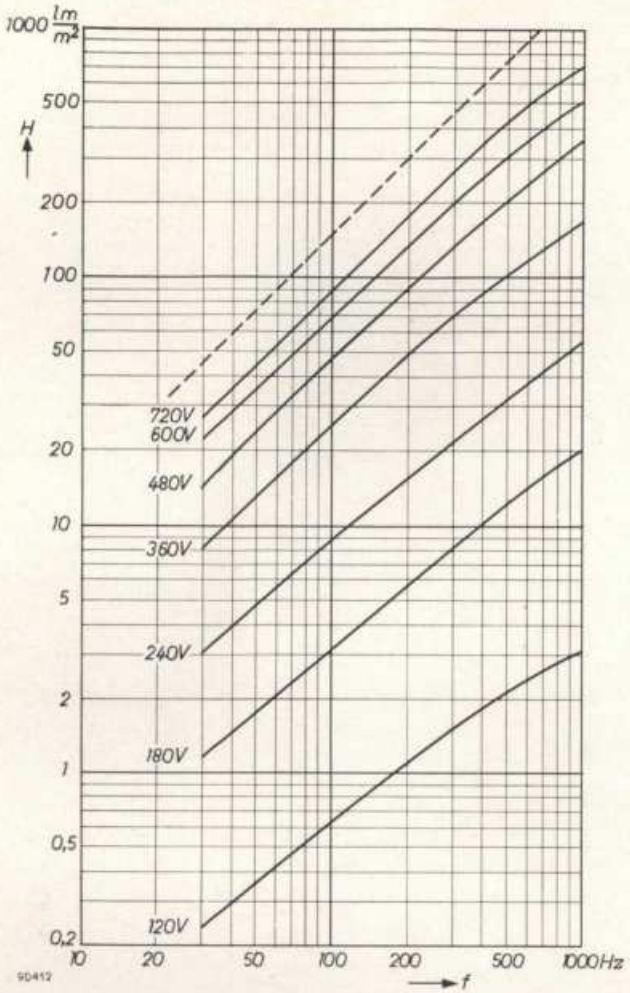


Fig. 3. Bij constante effectieve waarde van de aangelegde spanning V neemt de emittantie H nagenoeg recht evenredig toe met de frequentie f (de lijnen zijn nagenoeg evenwijdig aan de gestippelde 45°-lijn).

Mechanisme van de elektroluminescentie

Van andere bekende wijzen van luminescentie, b.v. katodestraalluminescentie (gebruikt in televisieweergeefbuizen) en fotoluminescentie (gebruikt in „TL" lampen), verschilt de luminescerende werking van een lichtpaneel alleen door de wijze waarop de vaste stof wordt geëxciteerd [3]). Bij katodestraalluminescentie wordt deze excitatie bewerkstelligd door beschieting met een bundel snelle elektronen, die bij het binnendringen in de stof bepaalde gebonden elektronen in een toestand met grotere energie brengen, waardoor zij in staat zijn bij hun terugvallen naar de grondtoestand lichtquanta $h\nu$ uit te zenden (h = constante van Planck = $6{,}62\times10^{-34}$ joule sec; ν = frequentie van het licht = aantal trillingen per seconde). Bij fotoluminescentie vindt een zelfde excitatie plaats door absorptie van op de stof vallende kortgolvige straling, b.v. ultraviolette quanta. De werking van het elektroluminescerende lichtpaneel blijkt men het best te kunnen begrijpen door te onderstellen dat in de vaste stof beweeglijke elektronen kunnen optreden, die kinetische energie uit het aangelegde elektrische veld kunnen opnemen en, als zij voldoende energie bezitten, door botsing met gebonden elektronen in het kristal deze in een aangeslagen toestand brengen (stootexcitatie).

We willen nu dit stootexcitatiemechanisme wat meer in detail bespreken.

Wij beschouwen een stof als zinksulfide, ZnS. Een zinksulfidekristal is in zijn geheel elektrisch neutraal, en ook als men een klein onderdeel van zijn volume beschouwt, heerst hierbinnen elektrische neutraliteit. We nemen aan dat het kristal van elektrodes wordt voorzien en er door het aanleggen van een spanning een sterk elektrisch veld F in wordt opgewekt. Indien men er nu voor zorgt dat enkele elektronen het ZnS-kristal worden binnengevoerd, zullen deze zich, evenals bij een gasontlading, over een gemiddelde afstand l in de richting van het veld vrij bewegen. Zij worden dus door het veld versneld tot een energie eFl, aleer zij door een botsing hun gewonnen energie weer afstaan (e = lading van het elektron = $1{,}6\times10^{-19}$ coulomb). Ondanks de grote

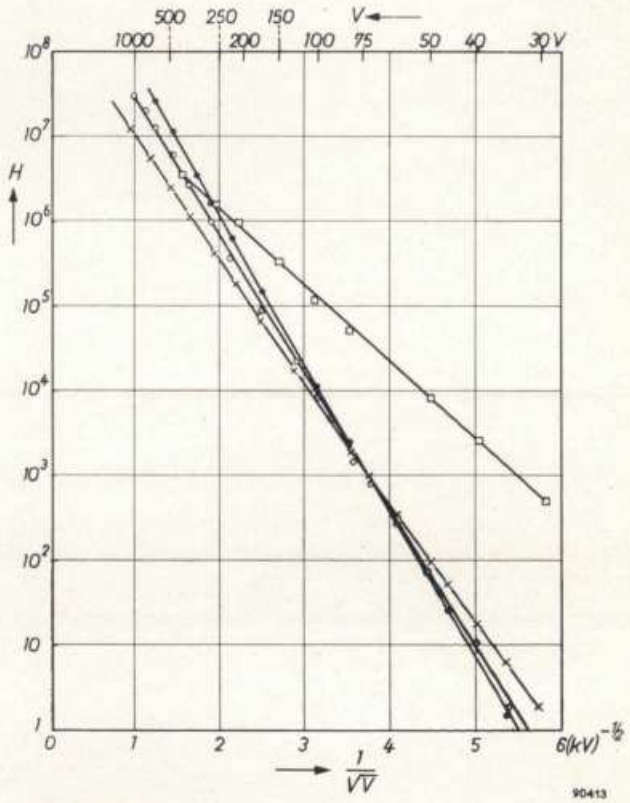


Fig. 4. De logaritme van de emittantie H is een lineaire functie van $1/\sqrt{V}$. Experimentele krommen voor verschillende zinksulfidepoeders (schaal voor H in willekeurige eenheden).

[3]) Voor een overzicht over de werking van fluorescerende stoffen (fosforen) zie b.v. F. A. Kröger, Philips techn. T. **6**, 353-362, 1941.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dichtheid van de vaste stof kan de gemiddelde weglengte l in een ideaal kristal, met een geheel regelmatige rangschikking der atomen of ionen, toch ettelijke atoomafstanden bedragen. (Dit betekent dat de botsingskans veel kleiner is dan in een gas van dezelfde dichtheid, waar geen regelmatige rangschikking aanwezig is.) In ZnS b.v. is $l \approx 100$ Å, wat neerkomt op circa 40 atoomafstanden. Omdat dit botsen een kansspel is, zijn er zelfs sommige elektronen die een nog veel langere weg afleggen dan 100 Å eer zij botsen. De kansrekening levert voor het aantal elektronen n die een vrije weglengte x hebben in plaats van de gemiddelde waarde l, de betrekking:

$$\log n_x = \log n_0 - \frac{x}{l}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Laat de energie, nodig voor de eerdergenoemde excitatie, gelijk zijn aan E_v. Dan moet het elektron hiervoor ongehinderd een weg x afleggen zodanig dat

$$eFx = E_v,$$

dus

$$x = \frac{E_v}{eF}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Dit invullende in verg. (2), krijgen wij voor het aantal succesvolle botsingen:

$$\log n_x = \log n_0 - \frac{E_v}{eFl}. \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Indien we aannemen dat er een vaste kans is dat het elektron bij zijn terugkeer naar de grondtoestand aanleiding geeft tot lichtemissie, moet in de stationaire toestand de excitatie evenredig zijn met de emissie. We kunnen dus de excitatieformule (4) vergelijken met de experimenteel gevonden formule (1) voor de emittantie, en we zien dan dat beide dezelfde spanningsafhankelijkheid vertonen mits de versnellende veldsterkte F evenredig is met de wortel uit de aangelegde spanning. Dit lijkt op het eerste gezicht vreemd, omdat immers de veldsterkte in een vlakke condensator (homogeen veld) niets anders is dan de aangelegde spanning gedeeld door de elektrodenafstand, dus evenredig is met de aangelegde spanning zelf en niet met de wortel eruit.

Wij moeten hier verband zoeken met een andere merkwaardige omstandigheid: reeds bij spanningen veel kleiner dan de doorslagspanning van zuiver zinksulfide (een factor 10 à 100 kleiner) begint een merkbare lichtemissie op te treden, terwijl pas bij de doorslagspanning de voor een homogeen veld berekende veldsterkte in het kristal zover is toegenomen dat de voor excitatie nodige botsingen met energierijke elektronen zeer talrijk zouden beginnen te worden [4]). Wij kunnen deze paradox ophelderen door te onderstellen dat het veld in het kristal *niet* homogeen is, doch dat een aanzienlijk deel van de aangelegde spanning over een zeer dunne laag van het kristal optreedt en hier aanleiding geeft tot een lokale veldsterkte die veel groter is dan de gemiddelde veldsterkte. De elektronen hebben dan in deze dunne laag een veel grotere kans, vóór de volgende botsing voldoende energie voor aanslag te verzamelen.

Een dergelijke „barrière", b.v. aan de katodezijde van het kristal, kan inderdaad ontstaan, op de volgende wijze. Wij gaan ervan uit dat door het excitatieproces elektronen in het kristal door botsingen worden losgemaakt, zodat zij zich in de richting van de katode naar de anode kunnen bewegen. Wordt uit een elektrisch neutraal volume-element een elektron verwijderd, dan blijft een even sterke positieve lading over. Door toevoeging (in een concentratie van 10^{-3} of 10^{-4}) van bepaalde vreemde ionen, b.v. koperionen, die een lagere valentie hebben dan de tot het rooster behorende zinkionen, zorgt men dat deze overblijvende positieve lading gebonden blijft in de omgeving van een nabijgelegen koperion. In deze gebonden positieve ladingen is tevens de excitatie-energie opgeslagen; de lichtemissie vindt plaats als het verplaatste elektron na omkeren van het veld zich met de positieve lading herenigt. Zijn er op een plek in het kristal een aantal positieve ladingen gevormd (en de kans hiervoor is, zoals we nog zullen zien, het grootst nabij de katode), dan is de veldsterkte in het kristal niet meer constant; in het gebied van de positieve ruimtelading treedt een veel grotere krachtlijnendichtheid op dan gemiddeld, omdat deze krachtlijnen alle lopen van de positieve ruimtelading naar de op de naburige elektrode geïnfluenceerde negatieve lading (zie *fig. 5*). In dit gebied van grote veldsterkte treedt nu volgens verg. (4) een sterke excitatie op, zodat de ruimtelading in dit gebied nog vergroot wordt en het veld zich steeds meer op een vrij dunne laag samentrekt.

Daarmee is het merkwaardige feit van de lichtemissie bij lage spanningen begrijpelijk gemaakt, en tevens kunnen wij nu aannemelijk maken dat de veldsterkte F die volgens verg. (4) voor de excitatie verantwoordelijk is, in de ruimteladingslaag niet evenredig is met de aangelegde spanning V, doch met de wortel eruit. Wij nemen aan dat de ophoping van positieve ladingen bij onbeweeglijke koperionen

---

[4]) Dit volgt uit verg. (4) als men invult $E_v = 2{,}5$ eV, d.i. de energie overeenkomend met een zichtbaar lichtquantum.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zover voortgaat dat vrijwel de gehele spanning over de ruimteladingslaag komt te staan en dat in de toestand van maximale excitatie alle koperionen bezet zijn met een positieve lading extra. Legt men een hogere spanning aan, dan zal de totale ruimtelading Q bij de maximale excitatie groter worden, maar dit moet, omdat alle koperionen bezet zijn, gepaard gaan met een grotere dikte van de ruimteladingslaag, en wel is deze dikte evenredig met Q.

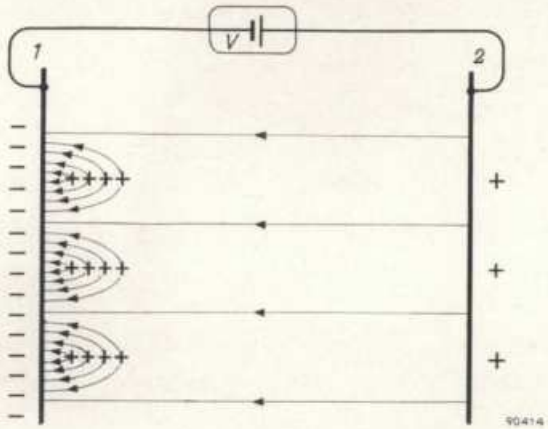


Fig. 5. In een zinksulfidekristal, voorzien van elektrodes *1* en *2*, die met een spanningsbron V zijn verbonden, bevindt zich nabij de katode een laag van positieve ruimtelading met een zekere dikte. In het ruimteladingsgebied is de door de krachtlijnen aangeduide veldsterkte veel groter dan de gemiddelde veldsterkte in het kristal.

Vatten wij de ruimteladingslaag op als een geladen condensator met elektrodenafstand d (die op een factor na gelijk is aan de laagdikte), dan zien wij dat de capaciteit C_b van deze condensator, die evenredig met $1/d$ is, met toenemende spanning afneemt. Uit de vergelijking voor een condensator,

$$Q = C_b \times V,$$

volgt dat

$$V \sim d^2. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Voor de veldsterkte F in de barrière echter geldt $F = V/d$, dus

$$F \sim d. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Door vergelijken van (5) en (6) ziet men dat de exciterende veldsterkte evenredig is met de wortel uit de aangelegde spanning, wat verg. (4) in overeenstemming brengt met de experimenteel waargenomen wetmatigheid voor de emittantie (verg. 1).

Bij zinksulfidepoeder dat gesuspendeerd is in een lak, maken de korrels geen elektrisch contact met de elektrodes en met elkaar. Zij moeten daarom voorzien worden van een zeer dun geleidend huidje, of beter gezegd van geleidende vlekjes (om kortsluiting rondom de korrels te voorkomen). Deze „lokale elektrodes" dienen als verzamelplaatsen voor de negatieve influentielading, die samen met de positieve ruimteladingslaag in het kristal het sterke excitatieveld geeft (zie fig. 5). Tevens geeft het contact tussen het kristal en het koperlaagje reeds bij afwezigheid van een uitwendige spanning aanleiding tot een sprong in de potentiaal nabij het oppervlak („contactpotentiaal"). Het is derhalve begrijpelijk dat de excitatie bij voorkeur in het korreloppervlak, en wel aan de katodezijde, zal beginnen en dan door de vorming van de positieve ruimtelading zichzelf zal versterken tot de stationaire toestand bereikt is.

De vermelde geleidende vlekjes verkrijgt men b.v. door aan het zinksulfide meer koper toe te voegen dan er bij een bepaalde temperatuur in oplosbaar is; het restant wordt dan afgescheiden als een geleidende koperverbinding (waarschijnlijk kopersulfide). De aanwezigheid van geleidende vlekjes op het oppervlak van de korrels is een van de belangrijkste kenmerken waarin elektroluminescerend zinksulfide zich onderscheidt van normaal luminescerend zinksulfide.

Zoals boven reeds werd opgemerkt, komt de excitatie-energie bij wisselspanningsvoeding als licht vrij telkens bij het omkeren van het veld, waarbij de elektronen naar de positieve ladingen worden teruggevoerd en naar hun energetische grondtoestand terugkeren („recombinatie"). Wanneer men een wisselspanning plotseling in volle sterkte aanlegt op een „maagdelijk" kristal, blijkt de eerste halve periode van de wisselspanning dan ook geen aanleiding tot lichtemissie te geven. De recombinatieflits wordt gedurende de hierna volgende periodes geleidelijk sterker, totdat na enkele periodes de stationaire waarde is bereikt. Dit wijst erop dat het niet mogelijk is de ruimteladingsbarrière gedurende de eerste halve periode reeds tot de uiteindelijke sterkte op te bouwen. Zet men na enige tijd de wisselspanning af, om deze na een zekere wachttijd opnieuw aan te leggen, dan blijkt dat nu, ook na wachttijden van ettelijke seconden, de opbouw veel sneller verloopt dan bij het maagdelijk kristal, en dat er bovendien nu wèl reeds een flits gedurende de eerste halve periode wordt uitgezonden. Dit bewijst dat de recombinatie gedurende het terugvegen van de verplaatste elektronen niet volledig is: er blijft telkens een groot deel van de positieve ruimtelading behouden, en dit deel recombineert na afzetten van het veld slechts uiterst langzaam.

Dat de lichtemissie slechts uit kleine gebiedjes van de kristallen afkomstig is, kan men zien bij microscopische waarneming. Voor een uitvoeriger

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

beschrijving en verklaring van deze en andere details van het wel zeer gecompliceerde verschijnsel der elektroluminescentie (b.v. de bovengenoemde tweede lichtflits in elke periode), wordt verwezen naar de geciteerde literatuur [1]).

Tot dusver was steeds sprake van wisselstroomluminescentie. Er zijn ook zinksulfidefosforen die onder gelijkspanning een lichtemissie vertonen (mits men ervoor zorgt dat een gelijkstroomdoorgang door het zinksulfide kan plaatshebben). De emissie wordt mogelijk gemaakt door een activator die bij stootexcitatie het elektron niet verliest, doch in een hogere, aangeslagen toestand gebonden houdt. In dit geval kan het elektron ook zonder omkering van het veld naar de grondtoestand terugvallen onder lichtemissie. Mangaan is zulk een activator, doch het is nodig behalve mangaan ook nog activatoren zoals Cu in het ZnS aan te brengen, om te zorgen dat een ruimteladingsbarrière wordt opgebouwd.

Men kan zich nog afvragen waar de eerste elektronen vandaan komen, die zorgen voor het begin van de excitatie en daarmede voor het opbouwen van de barrière. Hoewel deze vraag niet met zekerheid is te beantwoorden, is het waarschijnlijk dat zij komen uit de „elektrodevlekjes" op het zinksulfide. Het is ook mogelijk dat in de buitenste atoomlagen van het kristal zelf op stoorplaatsen gebonden elektronen voorkomen, die in het daar ter plaatse heersende veld kunnen worden vrijgemaakt.

Tot slot van deze uiteenzetting over het mechanisme van de elektroluminescentie willen wij erop wijzen dat er nog een, op een geheel ander mechanisme berustend, lichtverschijnsel bestaat dat veelal als elektroluminescentie wordt aangeduid en waarbij elektrische energie in de vaste stof in licht wordt omgezet zonder de omweg over thermische energie. Het betreft hier het recombinatielicht van zich met elkaar verenigende gaten en elektronen dat bij een zg. *p-n*-overgang [5]) optreedt als hierop een spanning in de doorlaatrichting wordt gezet. Deze emissie is gevonden bij SiC [6]), Ge [7]) en CdTe [8]). Men kan dit in zekere zin beschouwen als een omkering van het bekende en belangrijke foto-effect bij deze *p-n*-overgangen. Wij zullen hier niet verder op ingaan.

Vervaardiging van het lichtpaneel

Het is uit het bovenstaande wel duidelijk geworden dat een elektroluminescerende stof in elk geval ook fluorescerende eigenschappen moet hebben, dus een fosfor moet zijn [3]). Dat onder de vele bekende fosforen ZnS bij uitstek geschikt is als basis voor een elektroluminescerende stof, komt eensdeels doordat ZnS zo kan worden geactiveerd dat elektronen er een redelijk grote beweeglijkheid in hebben en dus versneld kunnen worden tot voldoend grote energie, terwijl verder aldus geactiveerd ZnS gemakkelijk aanleiding geeft tot het opbouwen van de beschreven ruimteladingsbarrières. Ook is van belang dat de Cu-centra in ZnS, waaraan de positieve lading gebonden wordt, stabiel zijn in sterke elektrische velden.

De voorwaarden voor de chemische bereiding van aldus geactiveerd elektroluminescerend ZnS zijn uitvoerig beschreven door Zalm [1]), die bij deze bereiding kon teruggrijpen op het werk van Kröger e.a. [9]) over met koper geactiveerde ZnS-fosforen. De oplosbaarheid van Cu in ZnS wordt sterk beïnvloed door de zg. coactivator (Cl, Al, enz.); het is van belang de concentratie van het toegevoegde Cu (in gramatomen uitgedrukt) iets groter te kiezen dan die van de coactivator, om zeker te zijn dat bij de afkoeling een overmaat Cu aanwezig is, die kan worden afgescheiden. Verder kiest men het niveau der concentraties voldoende hoog om een behoorlijke activering te waarborgen. Het blijkt dan dat men, evenals bij andere bekende wijzen van luminescentie van ZnS geactiveerd met Cu, afhankelijk van de concentraties van activator en coactivator groen of blauw luminescerende produkten kan verkrijgen. Een oranjegele emissie kan worden verkregen door bovendien mangaan toe te voegen. De emissie van de groen of blauw elektroluminescerende ZnS-poeders kan continu naar langere golven worden verschoven door zwavel in toenemende mate te vervangen door selenium (dus door van mengkristallen van ZnS-ZnSe uit te gaan). Toevoeging van organische fluorescerende stoffen, die kortgolvig zichtbaar licht kunnen omzetten in oranje of rood licht, maken het mogelijk panelen te vervaardigen met nagenoeg elke gewenste resulterende kleur van het uitgezonden licht.

Van het elektroluminescerende poeder wordt een suspensie gemaakt in een synthetische lak (de zg. „binder"), waarna men met behulp van bekende technieken hiervan een ca. 35 μ dikke, homogene laag op het door tinoxyde geleidend gemaakte glas aanbrengt (b.v. door spuiten of „silk-screen-printing"). De lak moet het liefst 1) een grote diëlektrische constante ε hebben, om te zorgen dat de wissel-

[5]) Zie b.v. F. H. Stieltjes en L. J. Tummers, Philips techn. T. **17**, 201-214, 1955 (no. 7-8).
[6]) O. W. Lossew, Phys. Z. **34**, 397-403, 1933; C. R. Ac. Sc. **39**, 363-369, 1940.
K. Lehovec, C. A. Accardo en E. Jamgochian, Phys. Rev. **89**, 20-25, 1953.
[7]) J. R. Haynes en H. B. Briggs, Phys. Rev. **86**, 647, 1952.
[8]) C. Z. van Doorn en D. de Nobel, Physica **22**, 338-342, 1956 (no. 4).
[9]) F. A. Kröger, J. E. Hellingman en N. W. Smit, Physica **15**, 990-1018, 1949.
N. W. Smit, Physica **16**, 317-328, 1950.
F. A. Kröger en J. Dikhoff, Physica **16**, 297-316, 1950.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

spanning zo volledig mogelijk op de ZnS-korrels (die zelf een zeer grote ε bezitten) komt te staan; 2) een hoge doorslagspanning hebben, om grote emittanties te kunnen bereiken; en 3) vochtvrij en zo mogelijk vochtwerend zijn, omdat een vochtige laag onderhevig is aan elektrolyse, wat een korte levensduur ten gevolge heeft en bovendien grote diëlektrische verliezen veroorzaakt die niet tot lichtemissie leiden. Een ureumformaldehydehars voldoet het best aan deze min of meer tegenstrijdige eisen.

Een suspensie van ZnS in een dergelijke binder blijkt in het algemeen toch nog een vrij lage doorslagspanning te hebben, doordat de oppervlakkig geleidende ZnS-korrels gemakkelijk een brug vormen van de ene elektrode naar de andere. De witte, reflekterende laklaag (TiO_2, in dezelfde binder), die wordt aangebracht tussen de ZnS-laag en de metalen tegenelektrode, heeft nu een tweeledige functie: niet alleen werpt hij het uitgezonden licht terug naar de kant van de doorzichtige elektrode, maar verder verhoogt deze laag de totale doorslagspanning aanzienlijk. Omdat de verliezen en de spanningsval in deze laag echter het rendement en de emittantie nadelig beïnvloeden, wordt hij niet te dik gekozen (ca. 20 μ). Dank zij de grote diëlektrische constante van het TiO_2 is dan de spanningsval slechts ca. 25% van de totale spanning, bij een verhoging van de doorslagspanning van het paneel met ca. een factor 2.

De lagen worden één voor één gemoffeld. Het geheel wordt dan voorzien van de metalen tegenelektrode, door opspuiten van een colloïdale zilversuspensie („Leitsilber"). Hierna wordt het paneel grondig gedroogd en onmiddellijk daarna voorzien van een ertegen gelijmde dekplaat van glas, om te beletten dat vocht uit de atmosfeer de hygroscopische laklaag binnendringt. Sporen vocht blijken reeds funest te zijn voor een goede levensduur. Met een goed gedroogde en beschermde laag kan de levensduur ettelijke duizenden uren zijn, waarbij gewoonlijk een terugval van de emittantie met circa 10% vrij snel aan het begin (de eerste 50 uren) optreedt.

Een goede bescherming tegen het binnendringen van vocht kan ook worden verkregen door de ZnS-korrels niet te suspenderen in een lak doch in een glasemail, dat op een metalen ondergrond kan worden aangebracht. Wij zullen ons in dit artikel echter beperken tot de lagen in een organische binder.

Voor toepassingen als b.v. schaalverlichting is het van belang dat de beschreven methode van vervaardiging der lichtpanelen een gemakkelijke vormgeving toelaat, ook van lichtende vlakken van grote afmetingen. Letters, figuren en dergelijke kunnen eveneens gemakkelijk worden gevormd.

Emittantie en rendement

De lichtstroom Φ in lumens, die een lichtpaneel levert, is gelijk aan het produkt van emittantie H en oppervlakte A. Daarnaast moeten wij beschouwen het rendement η, d.w.z. de verhouding van de lichtstroom Φ tot het geconsumeerde vermogen P (dus het aantal lumens per watt).

Het opgenomen vermogen in een condensator met verliezen — als zodanig kan het lichtpaneel immers elektrisch worden gekarakteriseerd — kan het eenvoudigst worden afgeleid uit de verliesfactor tg δ, die de verhouding is van de resistieve component van de stroom door de condensator tot de zuiver capacitieve (vermogenloze) stroom. Bij een effectieve spanning V is het opgenomen vermogen:

$$P = V^2 \times 2\pi f C \operatorname{tg}\delta, \quad \ldots \quad (5)$$

en het rendement:

$$\eta = \frac{\Phi}{P} = \frac{HA}{V^2 \times 2\pi f C \operatorname{tg}\delta}, \quad \ldots \quad (6)$$

waarin f de frequentie van de wisselspanning en C de capaciteit van het paneel is.

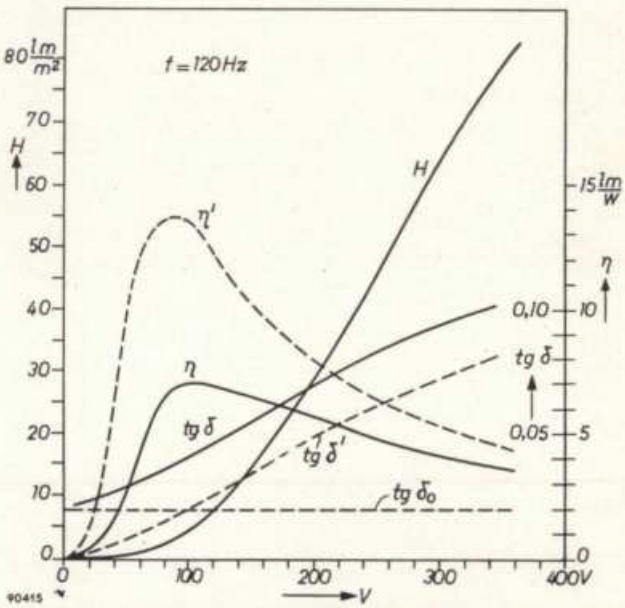


Fig. 6. Verliesfactor tg δ, emittantie H (lumen/m²), en rendement η (lumen/watt) als functie van de spanning V bij een vaste frequentie $f = 120$ Hz, volgens metingen aan een groen lichtpaneel. Gestippeld is uitgezet het intrinsieke rendement η' (wat betreft tg δ_0 en tg δ' zie tekst).

In *fig. 6* ziet men het verloop van de emittantie H, van tg δ en van η als functie van de spanning, gemeten aan een bepaalde elektroluminescerende laag. In *fig. 7* is de frequentieafhankelijkheid van dezelfde grootheden weergegeven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De verliesfactor tg δ blijkt te bestaan uit een spanningsonafhankelijk deel tg δ_0, dat op verliezen berust die met het excitatiemechanisme niet direct te maken hebben (in hoofdzaak verliezen in de binder en in de serieweerstand van het tinoxyde), en een deel tg δ' dat met de spanning toeneemt. Dit deel van tg δ hangt samen met het vermogen dat voor het transport der elektronen door de ZnS-kristallen en voor de excitatie wordt gebruikt. Dat de hiermee corresponderende resistieve component van de stroom bij hogere spanningen relatief sterker toeneemt dan de capacitieve stroom (die nagenoeg

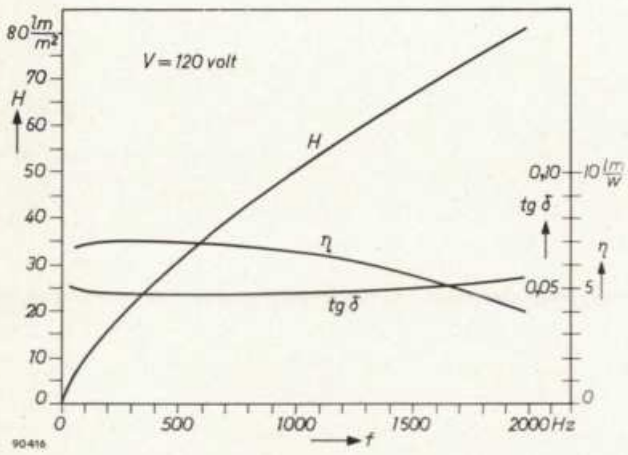


Fig. 7. Dezelfde grootheden als in fig. 6, nu als functie van f, bij een vaste spanning $V = 120$ volt.

lineair met V toeneemt, doordat C vrijwel niet van V blijkt af te hangen), wijst erop dat het aantal geïnjecteerde elektronen sterker dan lineair met V toeneemt. (Dit maakt dat wij eigenlijk hiervoor nog een correctie op verg. (4) moeten aanbrengen, eer wij verg. (4) kunnen toetsen aan verg. (1); het blijkt echter dat deze correctie het karakter van de in verg. (4) gegeven spanningsafhankelijkheid van de excitatie niet essentieel verandert; zie het aangehaalde artikel van Zalm [1]).)

Het maximum in η als functie van V is nu als volgt te begrijpen. Uit de spanningsafhankelijkheid van H (verg. 1) volgt dat Φ eerst zeer sterk met V toeneemt (bij $V \approx 0$ zelfs met een oneindig hoge macht van V), terwijl voor $V \to \infty$ de lichtstroom Φ een limietwaarde zou naderen als niet daarvóór reeds elektrische doorslag optrad. Het quotiënt $\Phi/P = \eta$ zal eveneens aanvankelijk snel met V toenemen (zolang tg δ niet sterk met V toeneemt), en het zal een maximum passeren in het punt waar teller en noemer met dezelfde macht van V toenemen, dus ongeveer in het punt waar Φ kwadratisch met V verloopt. Door de stijging van tg δ met toenemende V treedt dit maximum van η in werkelijkheid reeds bij een iets lagere waarde van V op. Het kwadratische verloop van Φ komt bij de meeste lagen voor bij een spanning tussen 100 en 200 volt.

Wat betreft de frequentieafhankelijkheid, merken wij op dat zowel C als tg δ vrijwel niet van f afhangen. Bij lagen met een grote oppervlakte A echter neemt tg δ toe met de frequentie ten gevolge van de serieweerstand van het tinoxyde. Om deze factor uit te schakelen, werden de hier beschreven metingen verricht aan panelen met een oppervlakte van slechts enkele cm². Dat tg δ niet van de frequentie afhangt, is begrijpelijk als men bedenkt dat in elke periode zich ongeveer hetzelfde ladingstransport afspeelt. Zowel de capacitieve stroom als de resistieve stroom neemt dus nagenoeg evenredig met de frequentie toe. Daar Φ ongeveer evenredig is met f, is het rendement η vrijwel niet van f afhankelijk. De toeneming van Φ met f begint duidelijk minder dan lineair te worden bij frequenties > 1000 Hz, doordat hier gedurende de korte tijd dat het veld van teken is omgekeerd, een steeds kleinere fractie van de elektronen in het ruimteladingsgebied gelegenheid heeft om met de positieve ladingen te recombineren. Men ziet dan dat in oscillogrammen als van fig. 2 de lichtflitsen elkaar sterk beginnen te overlappen.

Wij kunnen dus concluderen dat het maximale rendement wordt bereikt bij matige waarden van V, dus matige emittantie H, en dat bij hoge waarden van V hogere waarden van H zijn te bereiken met een lager rendement. Bij hogere frequenties neemt H aanvankelijk (ongeveer lineair met f) toe, zonder dat η daalt. In het kilohertzgebied begint η echter duidelijk af te nemen, en bij panelen met een grote oppervlakte begint deze daling van η al bij lagere frequenties doordat hier de serieweerstand van het tinoxyde een grotere rol speelt.

Recente gegevens over elektroluminescerende lagen

Door een onderzoek over de optimale dimensionering van het paneel wat betreft laagdikten, vulfracties van ZnS in de binder, aanbrengtechniek van de lagen enz., is het de laatste jaren gelukt de emittantie, het rendement en de levensduur aanzienlijk op te voeren [10]). In onderstaande *tabel* zijn enkele karakteristieke waarden samengevat voor twee panelen met groene emissie (zonder en met reflecterende anti-doorslaglaag van TiO_2) en één paneel met blauwe emissie. Wij zien de gunstige invloed van

[10]) Het laktechnische werk bij dit onderzoek in het laboratorium te Eindhoven werd uitgevoerd door H. J. M. Joormann, de metingen door Th. J. Westerhof en K. W. C. Lugtenborg.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Tabel I. Gegevens van ZnS-lichtpanelen met ureumformaldehydebinder, oppervlakte ca. 7 cm². De opgegeven waarden zijn ieder het gemiddelde van telkens vier op dezelfde wijze vervaardigde panelen. Behalve de doorslagspanning V_{cr} en de relatieve diëlektrische constante ε zijn vermeld: de maximaal bereikbare waarde van het rendement (totaal rendement η_m, intrinsiek rendement η_m'), die wordt verkregen bij een spanning V_m; de emittantie H_m verkregen bij dezelfde spanning V_m en frequentie 50 Hz; verder de emittantie en het rendement bij de maximaal toelaatbare spanning ($V = 0{,}6\ V_{cr}$) en 50 Hz; ten slotte de emittantie en het rendement bij deze zelfde spanning en 2000 Hz.

Samenstelling van paneel (met laagdikten)	Lichtkleur	V_{cr} (V)	ε	$V = V_m$ en $f = 50$ Hz			$V = 0{,}6\ V_{cr}$ en $f = 50$ Hz		$V = 0{,}6\ V_{cr}$ en $f = 2000$ Hz	
				η_m (lm/W)	η_m' (lm/W)	H_m (lm/m²)	H (lm/m²)	η (lm/W)	H (lm/m²)	η (lm/W)
45 μ ZnS	groen	300	11	4,6	12	4	40	2	1000	1
29 μ ZnS + 23 μ TiO_2	groen	550	12,8	10,2	17	4,6	70	4,5	1750	2
25 μ ZnS + 20 μ TiO_2	blauw	400	9,8	0,8	—	0,3	3	—	90	—

de witte TiO_2-laag op de doorslagspanning V_{cr}, het maximumrendement η_m en de maximaal bereikbare emittantie H_m bij lage spanningen. De blauwe laag heeft een veel lager rendement, wat eensdeels ligt aan de geringe gevoeligheid van het oog voor blauw licht, die maakt dat een zelfde stralingsenergie in het blauw veel minder lumens vertegenwoordigt dan in het groen, anderdeels aan een grotere energieconsumptie van de blauwe korrels (grotere tg δ). De kolom voor η_m' heeft betrekking op het rendement dat men berekent als men voor de verliezen alleen het spanningsafhankelijke deel tg δ' van de verliesfactor in aanmerking neemt (en dus van de totale tg δ een bedrag tg δ_0 aftrekt, dat veroorzaakt wordt door de verliezen in de binder etc., die niet met het excitatiemechanisme samenhangen). Wij zien dat bij het paneel met het hoogste rendement nog altijd 40% „nutteloos" verlies optreedt. Was men in staat dit te elimineren zonder verkleining van de ε, dan zou het rendement nog ruim een factor 1,5 kunnen worden opgevoerd en dus iets beter kunnen worden dan dat van een gloeilamp. Volgens schattingen van Zalm [1]) zouden wij dan wel ongeveer genaderd zijn tot het maximum-rendement dat theoretisch met elektroluminescentie kan worden bereikt.

Bij aansluiting op het net (50 Hz), eventueel met tussenschakeling van een transformator, is een emittantie van 70 lm/m² bereikbaar, d.i. ca. 1/10 van de emittantie van het scherm van een televisieweergeefbuis. De emittantie kan sterk worden vergroot door het paneel aan te sluiten op een generator voor hogere frequenties; bij 2000 Hz heeft het beste paneel een emittantie van 1750 lm/m², met een rendement ongeveer half zo groot als bij 50 Hz (mits het paneel een niet te grote oppervlakte heeft).

Het is uit deze gegevens duidelijk dat men b.v. voor huiskamerverlichting zeker een oppervlakte van de orde van 1 m² nodig zal hebben om een voldoende totale lichtstroom te verkrijgen, en dat men het paneel dan nog met een frequentie van enkele kHz zal moeten voeden, wat een speciale generator vereist. Het totale rendement van een dergelijke installatie zal zelfs voor een groen lichtend paneel ver beneden dat van een gloeilamp blijven. Dit maakt de elektroluminescentie voor normale verlichtingsdoeleinden weinig aantrekkelijk. Voor schaalverlichting en soortgelijke toepassingen daarentegen is elektroluminescentie een elegante oplossing: de emittantie en het rendement behoeven hierbij nier zeer hoog te zijn, een groene kleur is geen bezwaar, men heeft het voordeel van de gemakkelijke vormgeving, en als verder voordeel kunnen wij hier nog noemen de grote gelijkmatigheid van de emittantie bij grote oppervlakte.

Het interessantste toepassingsgebied voor elektroluminescerende lagen echter is ongetwijfeld de mogelijkheid van het versterken van beelden. Wij willen tot slot een korte schets van de hierop berustende „vastestofbeeldversterkers" geven. Kortheidshalve en ter onderscheiding van de vacuümbeeldversterkerbuizen [11]) zouden wij de vastestofbeeldversterkers met de soortnaam amplificon willen aanduiden [12]).

Toepassing van elektroluminescerende lagen voor beeldversterking

Er bestaan twee verschillende methodes voor de bedoelde toepassing. Beide methodes (zoals elke versterking) berusten op een „stuurwerking", d.w.z. dat een grote energiestroom door middel van een veel kleinere energietoevoer in sterkte kan worden beïnvloed. De eerste methode kunnen wij kortweg aanduiden als de methode met uitwendige besturing, de tweede als de methode met inwendige besturing.

---

[11]) M. C. Teves en T. Tol, Elektronische versterking van röntgenbeelden, Philips techn. T. **14**, 65-75, 1952.

[12]) Voor een overzicht van amplificons zie het onder [2]) geciteerde artikel en ook het decembernummer 1955 van Proc. Inst. Rad. Engrs. (Solid-state materials issue).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Methode met uitwendige besturing

Bij de eerstgenoemde methode wordt gebruik gemaakt van op zijn minst twee lagen, *I* en *II*, die elektrisch in serie geschakeld worden (zie *fig. 8*). Laag *II* is een normale elektroluminescerende

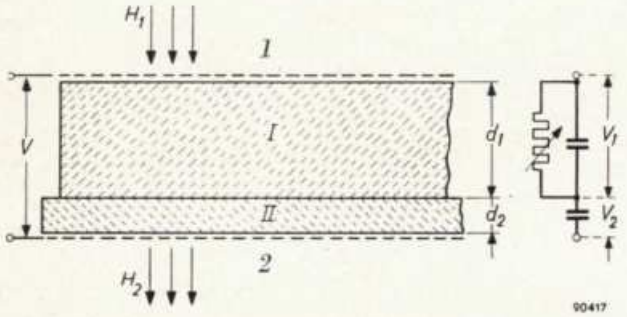


Fig. 8. Bouw van een amplificon (vastestofbeeldversterker) met uitwendige besturing (schematisch); rechts het vervangschema. *1* en *2* doorzichtige elektrodes; *I* fotogeleidende laag ter dikte d_1, waarover een spanning V_1 staat; *II* elektroluminescerende laag ter dikte d_2 waarover een spanning V_2 staat. De lagen zijn elektrisch in serie geschakeld, de totale spanning is $V = V_1 + V_2$. Op de laag *I* valt de te versterken straling H_1, door elektroluminescentie van laag *II* wordt de emittantie H_2 verkregen.

laag, voorzien van slechts één, doorzichtige, elektrode. Op deze laag is een laag *I* van een fotogeleidende stof (zoals b.v. cadmiumsulfide) aangebracht, die eveneens voorzien is van één elektrode, welke de te versterken straling (verlichtingssterkte H_1) doorlaat. Over de laag *I* staat een spanning V_1, over de laag *II* een spanning V_2, bij een spanning $V = V_1 + V_2$ over het geheel.

De fotogeleider bevat bij afwezigheid van bestraling weinig beweeglijke elektronen, doch door bestraling met voldoend energierijke stralingsquanta worden hierin elektronen in een beweeglijke toestand gebracht. Ook zinksulfide vertoont enigermate dit verschijnsel van fotogeleiding (hierop berust de mogelijkheid van de versterker met inwendige besturing; zie beneden), doch cadmiumsulfide vertoont het in veel sterkere mate.

Men kan nu de verhouding van de laagdikten d_1 en d_2 zo kiezen, dat bij afwezigheid van de opvallende straling (dus $H_1 = 0$) vrijwel de gehele aangelegde spanning op laag *I* komt te staan (dus $V_2 \approx 0$ en $V_1 \approx V$). De laag *II* zendt dan slechts weinig of geen licht uit (emittantie $H_2 \approx 0$). Hiertoe moet d_1 op zijn minst een paar tienden millimeter zijn, bij $d_2 = 50$ micron.

Gaat men de laag *I* plaatselijk bestralen, dan zal op de bestraalde plaatsen de elektrische weerstand van deze laag kleiner worden, en wel des te kleiner naarmate de verlichtingssterkte H_1 groter is. Daardoor komt een geringere fractie van de aangelegde spanning V op deze plaats op de laag *I* te staan, V_2 wordt hier groter en daarmee ook H_2. De laag *II* geeft aldus plaatselijke (en tijdelijke) variaties van de straling H_1 weer, en wel versterkt: men heeft reeds amplificons gemaakt waarbij voor elk quantum van de aankomende straling (H_1) tot 50 quanta worden uitgestraald (H_2). Globaal wordt de werking van het amplificon beschreven door de karakteristiek die het verband tussen de lokale waarde van H_1 en de corresponderende waarde van H_2 weergeeft. Deze karakteristiek is in *fig. 9* geconstrueerd door combineren van de V_2-H_1-karakteristiek met de H_2-V_2-karakteristiek („elektroluminescentiekarakteristiek").

Men ziet dat er geen lineair verband is tussen H_1 en H_2; dit wil zeggen dat in het algemeen de gradaties in het opvallende beeld niet getrouw worden weergegeven. Bij versterking van röntgenbeelden kan de mogelijkheid van contrastvergroting, die hier in principe geboden wordt, belangrijk zijn. Door bijzondere maatregelen, zoals het gebruik van een wisselspanning die twee of meer frequenties bevat, kan men de karakteristiek echter ook in hoge mate lineariseren.

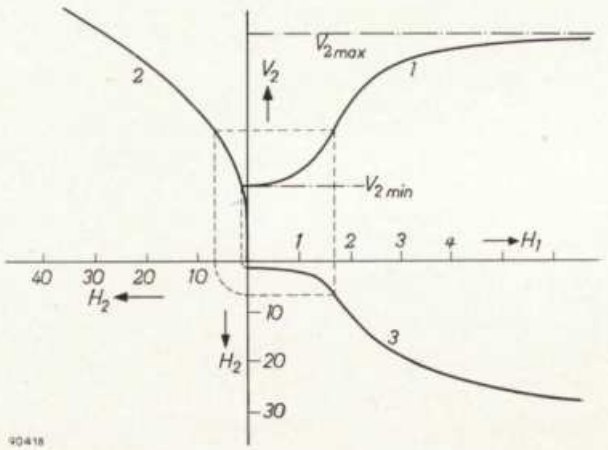


Fig. 9. Constructie van de amplificonkarakteristiek (*3*) uit de V_2-H_1-karakteristiek (*1*) en de H_2-V_2-karakteristiek (elektroluminescentiekarakteristiek *2*).
$V_{2\,max}$ = maximale spanning over de laag *II*, bereikt bij zeer sterke bestraling ($H_1 \to \infty$);
$V_{2\,min}$ = minimale spanning over de laag *II*, bereikt bij afwezigheid van bestraling ($H_1 = 0$).

Methode met inwendige besturing

Destriau [13]) heeft ontdekt, dat bepaalde zinksulfides geactiveerd met koper en mangaan, die ook bij hoge spanning nog slechts weinig elektroluminescentie vertoonden, tot sterker lichten konden worden gebracht door ze te bestralen met ultraviolet of met röntgenstralen. Ook hier volgt de elektro-

[13]) Zie het onder [1]) aangehaalde artikel van Destriau en Ivey, blz. 1911.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

luminescentie de plaatselijke en tijdelijke variaties van de opvallende straling en krijgt men een „versterking" van deze straling. De werking van deze versterker moeten we zo begrijpen dat de geabsorbeerde ultraviolette quanta meer elektronen in het ZnS beweeglijk maken, waardoor het bovenbeschreven mechanisme van de vorming van ruimteladingslagen bevorderd wordt. De besturing van de elektroluminescentie geschiedt hier dus in het ZnS zelf. Bij een volgens dit principe door Cusano [14]) geconstrueerde beeldversterker worden voor elk geabsorbeerd ultraviolet stralingsquantum tot 10 zichtbare quanta door het paneel uitgestraald. Bij hoge lichtniveaus daalt de versterking. Dank zij de aanwezigheid van mangaan werkt de versterker ook met gelijkspanning.

Voor een uitvoeriger bespreking van de constructies en de mogelijkheden van de amplificons verwijzen wij naar de geciteerde literatuur. Hoewel deze beeldversterkers nog in de kinderschoenen staan en niet met zekerheid gezegd kan worden hoe lang de ontwikkeling tot een fabricagerijp produkt nog kan duren, is het zeer waarschijnlijk dat zij in de toekomst vele toepassingen zullen vinden. Men kan hierbij denken aan radarbeelden, aan röntgendoorlichting en misschien aan televisie. Voor de laatstgenoemde toepassingen zou het nodig zijn het bezwaar van de traagheid van het effect (met name van de fotogeleiding in de versterker met uitwendige besturing), die op het ogenblik nog een beletsel vormt, te overwinnen.

[14]) D. A. Cusano, Phys. Rev. **98**, 546-547, 1955 (no. 2).

Samenvatting. Op bepaalde wijze bereide lagen van zinksulfidepoeder, geactiveerd met koper, zenden licht uit als men er een elektrische wisselspanning aan legt. Deze in 1936 door Destriau ontdekte zg. elektroluminescentie kan worden toegepast voor schaalverlichting van instrumenten, radiotoestellen en klokken, en in het algemeen voor gevallen waar men gelijkmatig lichtende oppervlakken wenst zonder hoge eisen te stellen aan het rendement en de lichtstroom per oppervlakte-eenheid (emittantie). Voor algemene verlichtingsdoeleinden biedt deze methode van lichtopwekking geen zeer gunstige perspectieven: het lichtrendement kan op zijn best (bij groen lichtende lagen) dat van de gloeilamp evenaren, en de emittantie kan alleen bij voeding met een vrij hoge frequentie, b.v. 2000 Hz, en bij een veel geringer lichtrendement zo hoog worden opgevoerd dat men b.v. voor een huiskamer zou kunnen volstaan met een lichtende oppervlakte van de orde van 1 m². In dit artikel worden de belangrijkste bijzonderheden van het gecompliceerde verschijnsel van de elektroluminescentie, zoals de spannings- en frequentieafhankelijkheid van de emittantie en het rendement, verklaard met behulp van een mechanisme, dat door velerlei experimentele feiten wordt gesteund. Het kernpunt van dit mechanisme is het ontstaan, nabij het oppervlak van elke zinksulfidekorrel, van dunne gebieden van sterke positieve ruimtelading, waar de locale veldsterkte veel groter is dan de gemiddelde veldsterkte, zodat beweeglijke elektronen hier een sterke stootexcitatie teweeg kunnen brengen, terwijl in deze laag telkens bij veldomkeer een zekere fractie der gebonden positieve ladingen door recombinatie met elektronen licht uitzendt. Tot slot wordt in het kort ingegaan op de toepassing van het verschijnsel in de vastestofbeeldversterkers (amplificons), die misschien een belangrijke rol zullen gaan spelen voor radar, in de röntgentechniek, enz.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

EEN SNELLE DRAAIKIEZER VOOR AUTOMATISCHE TELEFONIE

door J. M. UNK *).

621.395.343

De toepassing van snelle draaikiezers in de automatische telefonie is van belang zowel voor de directe als voor de indirecte systemen. In dit artikel wordt een zeer snelle draaikiezer beschreven, waarbij het mogelijk is door toepassing van een nieuwe koppeling met een centraal aandrijfmechanisme de kiezer betrouwbaar op de gewenste uitgang te doen stoppen bij een draaisnelheid van 300 uitgangen per seconde. Door deze snelheid wordt het mogelijk een nieuwe schakeltechniek toe te passen, waarbij de slijtage drastisch wordt beperkt.

Inleiding

Een essentieel element in een telefoniesysteem is de kiezer. Dit is in wezen een schakelaar, waarvan de borstels op een of andere wijze langs een aantal contacten kunnen bewegen, om de door een abonnee gewenste verbinding tot stand te brengen.

Enige tijd geleden is in dit tijdschrift een systeem voor huistelefonie beschreven, waarin gebruik wordt gemaakt van de door Philips' Telecommunicatie-Industrie nieuw ontwikkelde snelle draaikiezer U45a [1]). De toepassing van deze snelle kiezer levert belangrijke voordelen op, niet alleen voor de huistelefonie, maar ook voor de openbare telefonie, zowel in systemen zonder registers (directe systemen) als in die mèt registers (indirecte systemen). De genoemde draaikiezer zal hier worden beschreven en op enkele punten worden vergeleken met andere kiezers, o.a. de hefdraaikiezer, terwijl ook op het belang van de grote snelheid van de U45a nader zal worden ingegaan.

De bouw van de vroeger gebruikelijke hefdraaikiezer met 10×10 contacten (uitgangen) is zodanig dat de borstels maar een betrekkelijk korte afstand behoeven af te leggen om elk gewenst contact te bereiken, waardoor een korte insteltijd verkregen kan worden met betrekkelijk geringe gemiddelde stapsnelheid. Om b.v. vanuit de ruststand de 96ste uitgang te bereiken, moeten de borstels 9 verticale en 6 horizontale stappen, dus totaal 15 stappen maken. Het nadeel van de hefdraaikiezer is echter dat het borstelmechanisme aan grote versnellingen en vertragingen is onderworpen, waarvan zware mechanische schokken, grote slijtage en sterke contactruis het gevolg zijn. Een tweede nadeel, waarvan het belang hieronder duidelijk zal worden, is dat de 100 uitgangen altijd in 10 groepen van 10 zijn ingedeeld en men ze niet in andere groeperingen kan gebruiken.

Bij het gebruik van draaikiezers („eendimensionele" kiezers) met een even groot aantal uitgangen heeft men veel grotere vrijheid bij het groeperen van de uitgangen dan bij de hefdraaikiezers; men kan ze op elke gewenste manier over verschillende groepen verdelen. Om met een draaikiezer dezelfde insteltijden te verkrijgen als met de hefdraaikiezer, of nog kortere, moet echter de snelheid aanzienlijk groter zijn, omdat meestal een grotere afstand moet worden afgelegd. Onder bepaalde omstandigheden is met snelle draaikiezers te bereiken dat de gemiddeld af te leggen afstand niet groter is dan bij de hefdraaikiezer. We komen hier nog nader op terug. Om bij deze grotere snelheid toch een robuuste, rustige, continue aandrijving te verkrijgen, is voor de kiezer U45a [2]) een centraal aandrijfsysteem gekozen, d.w.z. een aandrijving door middel van een voor een aantal kiezers gemeenschappelijke motor, waarmee de kiezers met behulp van een koppelmechanisme worden verbonden. Het koppelmechanisme behoeft slechts lichte onderdelen te starten en te stoppen, waardoor slijtage en kiezerruis sterk verminderd worden. In de laatste decennia zijn reeds door motoren aangedreven draaikiezers ontwikkeld met een snelheid van 200 contacten per seconde. De aandrijving van de kiezer U45a verschilt echter radicaal van die van deze kiezers. De snelheid die bij de U45a bereikt wordt, is 300 contacten per seconde. We zullen aantonen dat het opvoeren van de snelheid juist tot deze waarde van zeer groot belang is, doordat hierbij een nieuwe schakeltechniek mogelijk is, waarbij, ondanks de grotere snelheid, een vermindering van de slijtage wordt verkregen.

---

*) Philips' Telecommunicatie-Industrie, Hilversum.

[1]) B. H. Geels, Een huistelefoonsysteem met snelle draaikiezers, Philips techn. T. **17**, 321-333, 1955 (no. 11).

[2]) De kiezer U45a is een verdere ontwikkeling van de eveneens door Philips' Telecommunicatie-Industrie uitgebrachte kiezer U45. Zie hiervoor: N. Rodenburg, Een telefoonsysteem met snelle draaikiezers, De Ingenieur **63**, E83-E87, 1951 (no. 50); D. van Hemert en J. Kuin, Automatische telefonie, uitg. P.T.T., 's-Gravenhage 1954; J. M. Unk, A new high-speed uniselector for automatic telephony, Comm. News **12**, 69-99, 1952.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het instellen van een groepkiezer in een direct systeem

Bij de directe telefoniesystemen worden achtereenvolgens de kiezers van de verschillende kiestrappen direct ingesteld door de met behulp van de kiesschijf uitgezonden kiesimpulsen. De functie van de verschillende kiestrappen, zoals eindkiezers, groepkiezers en oproepzoekers, wordt door het diagram in *fig. 1* en het bijschrift in het kort toegelicht(zie ook de in [1]) en [2]) aangehaalde artikelen).

Voor de directe systemen is het noodzakelijk dat de groepkiezer is ingesteld op een vrije uitgang van de gewenste groep alvorens het volgende cijfer wordt gedraaid. Bij de hefdraaikiezer wordt de indeling in groepen verkregen door de mechanische bouw van de kiezer (10×10 uitgangen). Bij de eendimensionele kiezer is dit niet het geval. Hier wordt de groepindeling verkregen door elektrische doorverbindingen, die maken dat alle uitgangen naar een bepaalde groep door het draaien van het desbetreffende cijfer gelijktijdig worden gemarkeerd met een geschikte spanning. Het aantal uitgangen dat tegelijkertijd gemarkeerd wordt, is gemakkelijk te variëren, waardoor een zeer flexibele groepindeling wordt verkregen. Na het draaien van een cijfer moet dus uit de gemarkeerde uitgangen een vrije uitgang (naar een eindkiezer of evtl. volgende groepkiezer) worden gezocht. Zoals gezegd, moet dat geschied zijn voordat het volgende cijfer wordt gedraaid. De hiervoor beschikbare tijd is dus de tijd tussen twee impulsseries, een tijd, afhankelijk van het temperament van de abonnee. De minimumtijd tussen twee impulsseries (kiespauze) is ongeveer 450 msec, waarvan ongeveer 350 msec beschikbaar zijn voor het zoeken van een vrije uitgang. De overige 100 msec zijn nodig voor het afvallen van een traag relais. Is de snelheid van de kiezer zodanig dat niet alle uitgangen binnen deze 350 msec kunnen worden afgetast, dan is het noodzakelijk de kiezer reeds tijdens het ontvangen van de impulsen die de gewenste groep bepalen (d.i. tijdens het teruglopen van de kiesschijf van de abonnee) zodanig in te stellen dat de kiesarm na het einde van de impulsserie vóór de uitgangen van deze groep staat, zodat gedurende de kiespauze slechts

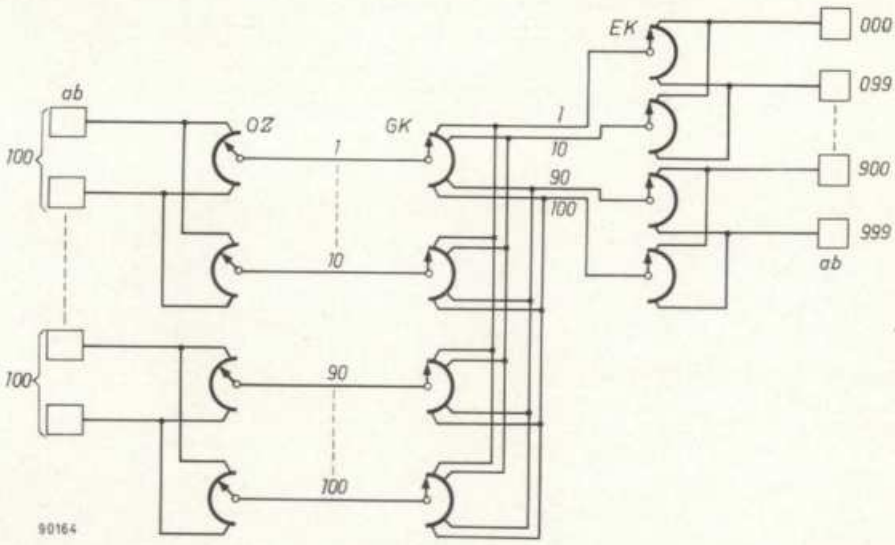


Fig. 1. Elementair verbindingsdiagram voor automatische telefonie.

De op een telefooncentrale aangesloten abonnees (*ab*) worden meestal in groepen van honderd gebundeld, die dan, om gekozen te kunnen worden, op de contactenbanken van kiezers met 100 uitgangen worden aangesloten, de zg. eindkiezers (*EK*). Is de centrale ingericht voor 100 tot 1000 abonnees, dan worden vóór deze eindkiezers groepkiezers (*GK*) geplaatst, waarmee een vrije eindkiezer naar de gewenste groep van 100 abonnees kan worden gekozen. Bij 1000 tot 10 000 abonnees is vóór deze groepkiezertrap nòg een groepkiezertrap nodig, om een vrije groepkiezer naar de gewenste groep van 1000 abonnees te kiezen.

Om te kunnen kiezen, moet een abonnee dus de beschikking krijgen over een groepkiezer. Daar slechts een klein gedeelte van de abonnees gelijktijdig spreekt, is het ongewenst elke abonnee met de borstels van een groepkiezer te verbinden. De abonneelijnen worden daarom via een of meer reductietrappen verbonden met een veel kleiner aantal groepkiezers. Een dergelijke reductietrap is b.v. de oproepzoeker (*OZ*). Aan de contacten van de oproepzoekers worden de abonneelijnen verbonden, terwijl de borstels worden verbonden met de borstels van de groepkiezers. Het vereiste aantal groepkiezers hangt af van het aantal en de duur der gesprekken in het drukste uur. Zo kunnen b.v. aan een groep van 100 abonnees 10 groepkiezers ter beschikking worden gesteld. In dat geval zijn er dus 10 oproepzoekers met 100 uitgangen nodig. Neemt een abonnee zijn microtelefoon op, dan gaan de borstels van een vrije oproepzoeker draaien over de contacten, om de oproepende abonnee op te zoeken. Een met één der borstels van de oproepzoeker verbonden relais, het zg. testrelais, wordt hiertoe achtereenvolgens met het lijncircuit van de verschillende abonnees verbonden. Zodra het met de oproepende abonnee is verbonden, trekt het testrelais aan, waardoor de oproepzoeker tot staan wordt gebracht. Om eventueel reeds bestaande gesprekken van abonnees uit deze groep niet te storen, geschiedt dit „testen" niet over een van de beide spreekdraden, doch over een derde draad. Het lijncircuit van een abonnee is dus niet slechts met de beide spreekdraden aan de oproepzoeker verbonden, doch met drie en dikwijls zelfs vier draden. Per abonnee zijn dan drie of vier contacten nodig. Deze contacten liggen boven elkaar, de oproepzoeker heeft dus drie of vier lagen contacten en evenveel borstels, die tegelijkertijd met de drie of vier contacten van één abonnee in contact zijn. Hetzelfde is het geval bij de groepkiezers en eindkiezers, die dus ook drie of meer lagen contacten bezitten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de contacten van de gewenste groep behoeven te worden afgetast. Dit maakt het echter noodzakelijk de uitgangen van een groep naast elkaar te leggen, terwijl de kiezer ook een vaste nulstand moet hebben.

Is de snelheid van de kiezer zodanig dat alle 100 uitgangen van de kiezer in de beschikbare 350 msec kunnen worden afgetast, dan is het niet nodig de kiezer een vaste nulstand te geven, of met het instellen van de kiezer te beginnen tijdens het ontvangen van de impulsseries. Eo ipso is het niet nodig de uitgangen van een groep alle naast elkaar te leggen; integendeel, men kan ze nu met voordeel over de gehele contactenboog gelijkmatig verspreiden, zodanig dat de uitgangen van de verschillende groepen elkaar achtereenvolgens afwisselen. De kiesarm met de borstels zal dan gemiddeld slechts een korte afstand behoeven af te leggen voor het vinden van de eerste vrije uitgang in de gewenste groep. Deze afstand is van de orde van 1/10 van de afstand die de borstels moeten afleggen in het eerst beschouwde geval. Na afloop van het gesprek behoeft de kiezer niet naar een nulstand te worden gebracht, zodat slechts één beweging per gesprek wordt gemaakt. De gemiddelde insteltijd en de slijtage worden dus drastisch verminderd.

De snelheid nodig voor het volledig aftasten van alle 100 uitgangen in ongeveer 350 msec, is $100 : 0{,}35 \approx 300$ uitgangen per seconde.

Ook voor oproepzoekers is een grote snelheid van belang. Als de snelheid van een oproepzoeker klein is, duurt het vrij lang voordat de oproepende abonnee kiestoon krijgt. Daar oproepzoekers gewoonlijk geen nulstand hebben en de borstels van verschillende zoekers dus willekeurig verspreid staan, kan men de wachttijd verkorten door enkele vrije oproepzoekers tegelijk te laten zoeken. Dit is echter geen bevredigende oplossing, daar het in het drukke uur niet veel helpt, terwijl de slijtage van de oproepzoekers toeneemt, daar ze vaker gestart worden dan noodzakelijk is. Als de snelheid van de oproepzoeker groot is, is het niet nodig, meer dan één oproepzoeker tegelijk te laten zoeken. Dit is het geval bij de kiezer U45a, die een gemiddelde zoektijd heeft van ongeveer 200 msec, de opkomtijden van relais inbegrepen.

Factoren die de snelheid van de kiezer beperken

De snelheid waarbij een bepaalde kiezer nog betrouwbaar werkt, wordt hoofdzakelijk beperkt door de eis dat de kiezer tijdig moet kunnen stoppen. De stand waarin de kiezer moet stoppen, wordt gewoonlijk bepaald door het reeds vermelde markeren van een contact met een geschikte spanning. Zodra de borstel op dit contact komt, trekt een relais (het testrelais) aan. Door het omleggen van de contacten van dit testrelais wordt de kiezer gestopt, en dit moet zo snel gebeuren dat de borstel zich nog steeds op dit contact bevindt. De mechanische schok die bij het stoppen optreedt, mag niet te groot worden, om ongewenste slingeringen van de borstels en sterke stoten op kwetsbare onderdelen te vermijden. De mechanische schok bij het stoppen hangt af van de rotatie-energie die de kiezer op dat moment bezit; het is dus van het grootste belang deze energie zo klein mogelijk te houden.

We zeiden reeds dat de kiezer U45a is geconstrueerd voor een centraal aandrijfsysteem; de kiezers worden op de gewenste ogenblikken gekoppeld aan een gemeenschappelijke, continu lopende motor. De aandrijving van draaikiezers geschiedt ook dikwijls met een afzonderlijke motor voor elke kiezer, in welk geval men spreekt van motorkiezers. Bij deze laatste methode bepaalt de motor voor het grootste gedeelte de totale rotatie-energie. Daar de rotatie-energie evenredig is met het kwadraat van de hoeksnelheid en met het traagheidsmoment van de bewegende delen, ligt het voor de hand dat het systeem met gemeenschappelijke aandrijving grotere snelheden toelaat: hierbij behoeft immers de motor niet tot stilstand te worden gebracht, hetgeen bij een motorkiezer wel het geval is. Bij een bestaande 6-armige motorkiezer b.v. is het traagheidsmoment, gereduceerd op de rotoras, 2885 gcm². Bij een snelheid van 200 contacten per seconde bedraagt de kinetische energie die bij het tot staan brengen van de kiezer gedissipeerd moet worden, 20,5 milli-joule. Bij een 4-armige kiezer U45a is het op de rotoras gereduceerde traagheidsmoment 732 gcm². Bij dezelfde snelheid als die van de motorkiezer is de kinetische energie 5,8 mJ, dus ongeveer 3,5 maal zo klein als bij de motorkiezer. Bij een snelheid van 300 stappen per sec bedraagt de kinetische energie 13 mJ.

Bij bestaande kiezers met gemeenschappelijke aandrijving wordt het stoppen van de kiezer teweeggebracht door na het aantrekken van het testrelais de drijvende kracht van de koppeling weg te nemen en daarna een remmende kracht aan te brengen. De tijd die voor het tot staan brengen beschikbaar is, wordt dus verkort met de tijd die voor het ontkoppelen nodig is ten gevolge van de traagheid van de koppeling. Dit beperkt de bereikbare kiezersnelheid aanzienlijk. Voor de kiezer U45a werd dan ook een nieuwe koppeling ontwikkeld, waarbij eerst de kiezer wordt gestopt en daarna van het drijvende tandwiel ontkoppeld door middel van een

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

magnetische koppeling. Gedurende de tijd tussen het stoppen van de kiezer en het ontkoppelen van de tandwielen staat een frictiekoppeling een beweging van de tandwielen ten opzichte van elkaar toe. De traagheid van de magnetische koppeling speelt dus geen rol meer.

Het kiezermechanisme

De werking van het kiezermechanisme zal aan de hand van *fig. 2* worden verduidelijkt. De borstels *B* van de kiezer zijn vast verbonden aan tandwiel *C*, dat in tandwiel *D* grijpt. Het tussenelement *G* bestaat uit twee tandwielen *y* en *z*, die dank zij een frictiekoppeling ten opzichte van elkaar kunnen draaien (zie *fig. 3*). Het tandwiel *z* grijpt in *D* en het tandwiel *y* in tandwiel *E*. Dit laatste wiel is op een draaibare arm *L* bevestigd, waardoor het gekoppeld kan worden met tandwiel *A*, dat vast verbonden is met de voortdurend draaiende as van de centrale aandrijving.

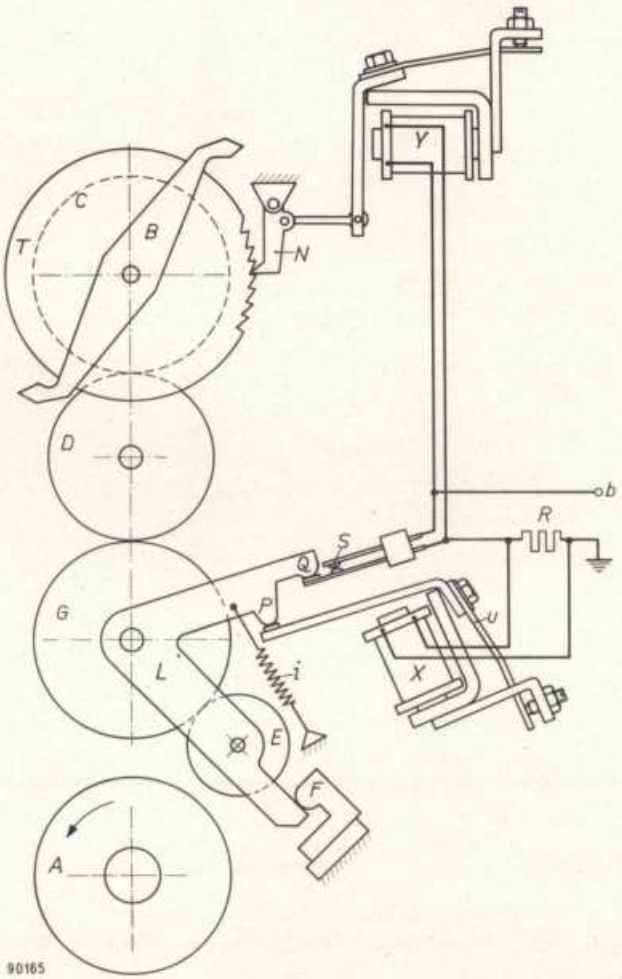


Fig. 2. Schematisch diagram van de kiezer U45a. *E* tandwiel dat onder invloed van de koppelmagneet *X* door middel van de draaibare arm *L* kan worden gekoppeld met tandwiel *A* van de centrale aandrijving. *G* tussenelement, bestaande uit twee tandwielen *y* en *z* waartussen een frictiekoppeling. *C* en *D* tandwielen. *B* kiesarm met borstels. *T* palrad met stoppal *N*, die wordt bediend door de elektromagneet *Y*. *S* contact dat *Y* kortsluit. *Q* pen van arm *L* waarmede *S* wordt geopend. *P* pen van arm *L* waarmee deze door het anker van *X* onder invloed van de bladveer *u*, tegen de kracht van veer *i* in, antikloksgewijs wordt gedraaid, totdat *L* tegen nok *F* stuit. *R* weerstand.

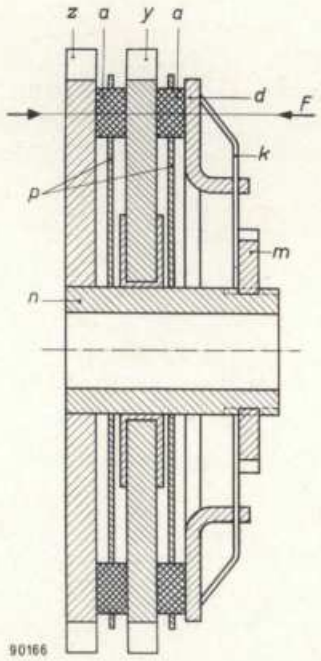


Fig. 3. Tussenelement (*G* in fig. 2) met tandwielen *y* en *z* en frictieblokjes *a*, die door de plaatjes *p* op hun plaats worden gehouden. De kracht *F* waarmee de tandwielen en de frictieblokjes tegen elkaar worden gedrukt, wordt uitgeoefend door veer *k* via drukplaat *d* en is instelbaar door middel van moer *m*. Tandwiel *z* is vast gemonteerd op bus *n*.

Op de as van tandwiel *C* is een palrad *T* bevestigd, waarin de stoppal *N* grijpt, die door de elektromagneet *Y* wordt bediend. Als de kiezer in rust is, drukt de veer *u* van het anker van de koppelmagneet *X* de arm *L* tegen de aanslag *F*. Contact *S* sluit elektromagneet *Y* kort. Zodra spanning aan klem *b* van de kiezer wordt gelegd, trekt voorlopig slechts de koppelmagneet *X* zijn anker aan. De arm *L* draait nu onder invloed van de veer *i* kloksgewijs, waardoor de koppeling tussen de tandwielen *E* en *A* tot stand komt. De pen *Q* van arm *L* opent pas contact *S* als de tanden van *E* en *A* reeds gedeeltelijk in elkaar grijpen, en eerst dan wordt de elektromagneet *Y* bekrachtigd en de stoppal uit het palrad *T* getrokken. De weerstand *R* voorkomt hierbij dat contact *S* bij het openen vonkt, terwijl hij ook de totale zelfinductie van de stroomketen vermindert, waardoor de elektromagneet *Y* bij het onderbreken van de stroom sneller afvalt. Ten gevolge van het feit dat de tandwielen *E* en *A* reeds gedeeltelijk gekoppeld zijn, en dus ook tandwiel *y* van het tussenelement *G* reeds draait, slipt

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de frictiekoppeling en oefent deze een koppel uit op tandwiel z van het tussenelement G, dat in D grijpt. Zodra de stoppal gelicht is, beginnen de borstels dus onmiddellijk te draaien. Door deze gang van zaken vangt de frictiekoppeling de schok ten gevolge van de ontmoeting van de tandwielen A en E op, zodat geen al te grote versnelling van de borstels ontstaat.

Het koppel dat door de frictiekoppeling (zie fig. 3) wordt overgebracht, is evenredig met de wrijvingscoëfficiënt van de frictieblokjes op de stalen tandwielen. Bij het toegepaste frictiemateriaal (leren blokjes geïmpregneerd met silicoonolie) is de statische wrijvingscoëfficiënt kleiner dan de dynamische, terwijl deze laatste toeneemt met de slip. Het koppel is dus het grootst als de stoppal juist wordt gelicht, daar dan de slip het grootst is. Hierdoor wordt de kiezer binnen de kortst mogelijke tijd op zijn normale snelheid gebracht. Gedurende dit op snelheid brengen zal de slip tussen de tandwielen y en z afnemen, waardoor het koppel afneemt en de versnelling van de borstels zeer gelijkmatig geschiedt. Daar de wrijvingscoëfficiënt bij het gebruikte frictiemateriaal afneemt met toenemende temperatuur, zal de temperatuur nooit zeer hoog worden en is de koppeling bij het normale toerental in staat continu te slippen, zonder merkbare slijtage of neiging tot vastlopen te vertonen.

Als de kiezer gestopt moet worden, wordt de stroom door de stopmagneet Y en de koppelmagneet X onderbroken door het testrelais. Door het afvallen van de stopmagneet wordt het palrad (en dus de borstels) door de stoppal gestopt, terwijl onder invloed van veer u de arm L met tandwiel E antikloksgewijs wordt gedraaid, zodat E vrijkomt van A. Gedurende de tijd tussen het stoppen van de borstels en het ontkoppelen van de kiezer slipt de frictiekoppeling. Door het koppel dat hierbij nog uitgeoefend blijft op C en dus op palrad T, worden kaatsverschijnselen tegengegaan. Doordat nl. het koppel toeneemt met de slip, is het remmende koppel op de rotor tijdens de terugdraaiende beweging gemiddeld groter dan het drijvende koppel bij de vooruitdraaiende beweging. Tot het verminderen van kaatsverschijnselen draagt ook bij de absorptie van kinetische energie van de rotor door wrijving van de borstels op de contacten en de elastische deformatie bij de botsing tussen palrad en pal. Bij iedere botsing wordt ongeveer de helft van de energie gedissipeerd. Door al deze invloeden komt de rotor na tweemaal terugkaatsen vrijwel tot stilstand.

In *fig. 4* is de beweging van de borstels ten opzichte van de contacten bij het stoppen van de kiezer

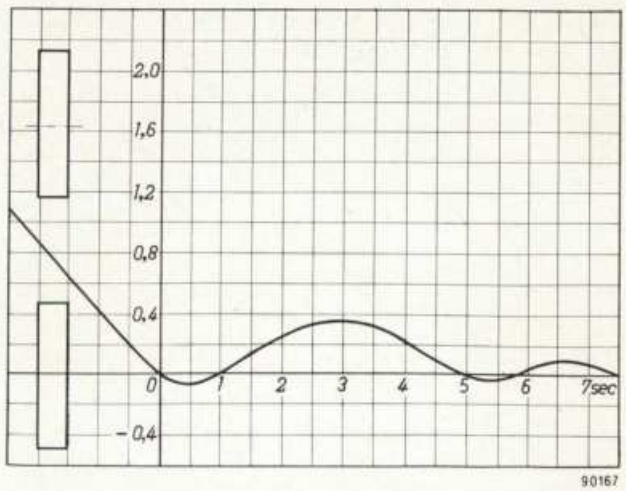


Fig. 4. Afstand-tijddiagram bij het tot stilstand brengen van de kiezer (draaisnelheid 300 contacten per sec). Links is de breedte en ligging van twee opeenvolgende contacten aangegeven.

weergegeven. Hierin is duidelijk te zien dat de borstels bij het terugkaatsen van het palrad tegen de pal niet van de contacten afwippen, doch dat er integendeel nog een behoorlijke veiligheidsmarge is.

Bij de hier beschreven kiezer U45a wordt een afzonderlijk palrad gebruikt. In andere constructies wordt hiervoor wel gebruik gemaakt van het toch al aanwezige tandwiel. De flank van de tand die tegen de pal ligt, staat dan echter niet loodrecht op de lijn OO' (zie *fig. 5a*). Hierdoor zal, als de kiezer wordt gestopt, een vrij grote kracht de pal uit het tandwiel willen duwen, zodat een kracht F_a op de pal uitgeoefend moet worden om dit te voorkomen. Bij het gebruik van een afzonderlijk palrad kunnen de tanden zodanig worden gemaakt dat de flank loodrecht op OO' staat (zie fig. 5*b*), zodat er geen enkele neiging is om de pal uit het palrad te werpen. Hierdoor behoeft op de pal slechts een geringe kracht (F_b) te worden uitgeoefend door het anker van de stopmagneet, waardoor deze vrij licht kan worden uitgevoerd. Het voor de stopmagneet ver-

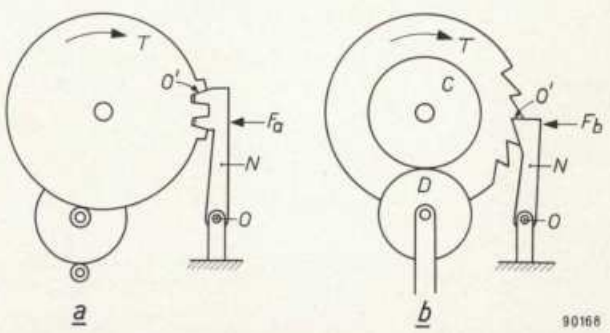


Fig. 5. *a*) Tandwiel T met stoppal N voor het stoppen van de kiezer. De flank van de tand bij O' staat niet loodrecht op OO'. *b*) Palrad T met stoppal N voor het stoppen van de kiezer. De flank van de tand bij O' staat loodrecht op OO'.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

eiste vermogen is bij de kiezer U45a dan ook slechts 6 watt. Dit heeft het voordeel dat de stroom zo klein is dat, als bij eventuele storingen de stopmagneet ingeschakeld zou blijven, de wikkeling niet te warm wordt en dus niet kan verbranden. Ondanks de zwakke bekrachtiging van de magneet is de veerdruk op het anker toch zodanig dat de stoppal 1 msec nadat de stroom door de stopmagneet is onderbroken, het palrad stopt, en na 1,2 msec de bodem van de tand van het palrad heeft bereikt. Bij proeven met de kiezer is het mogelijk gebleken, in een speciale schakeling (in plaats van die met een testrelais) de kiezer op elk gewenst contact te stoppen bij een snelheid van 700 contacten per seconde.

Behalve de vorm van de tanden van het palrad is ook de diameter van het palrad van groot belang. Bij een gegeven totale kinetische energie neemt de schok (impuls) van palrad op stoppal evenredig af met toenemende diameter van het palrad. Het massatraagheidsmoment van het palrad neemt echter toe met de vierde macht van de diameter en hierdoor neemt bij een gegeven draaisnelheid ook de kinetische energie van het palrad en dus de totale kinetische energie sterk met de diameter toe. Er is een bepaalde diameter van het palrad waarbij de schok een minimum is. Deze diameter ligt voor een kiezer U45a met 102 uitgangen en 6 borstels bij 70 mm, welke waarde dan ook gekozen is. Levensduurproeven hebben aangetoond dat nog geen belangrijke slijtage aan palrad en stoppal optrad na 10^7 maal stoppen, hetgeen overeenkomt met 10^7 gesprekken, of gedurende 100 jaar elke 5 minuten een gesprek.

In het algemeen is de totale kinetische energie die per gesprek bij het stoppen moet worden gedissipeerd, een maat voor de slijtage van de kiezer en voor de contactruis. Voor de kiezer U45a is deze energie per gesprek bij een snelheid van 300 contacten per sec ongeveer 13 mJ. Zij bedraagt bij de reeds eerder genoemde motorkiezer met een snelheid van 200 contacten per seconde (waardoor per gesprek twee maal gestopt moet worden) in totaal ongeveer 41 mJ. Bij de hefdraaikiezer, met een snelheid van 10 stappen per seconde bij het heffen en 30 stappen per seconde bij het draaien, bedraagt de totale per gesprek te dissiperen energie ongeveer 400 mJ.

Constructieve uitvoering van de kiezer

In de normale uitvoering van de kiezer U45a is het palrad voorzien van 102 tanden, waarvan elke tand met een uitgang van de kiezer correspondeert. De kiezer heeft dus 102 uitgangen. De contacten van deze uitgangen (voor elke uitgang b.v. 4 of 6 contacten, gerangschikt in 4 resp. 6 lagen, zie het bijschrift van fig. 1) vormen samen de contactenbank. Om het borstelmechanisme te kunnen uitnemen, worden deze contacten niet over de gehele omtrek van een cirkel verdeeld, maar de 102 contacten van elke laag worden verdeeld in twee bogen van 180°, die elk 51 contacten bezitten. Deze twee bogen worden naast elkaar aangebracht. De kiezer bezit voor elke laag twee borstels, die diametraal tegenover elkaar staan, en waarvan elk op zijn beurt één boog aftast. In *fig. 6* is een en ander weergegeven. Voor de duidelijkheid zijn in fig. 6*a* de stralen van de cirkelbogen waarop de contacten liggen, en ook de borstels, voor de beide bogen ongelijk getekend, hoewel deze natuurlijk gelijk zijn. Borstel *B* tast dus de contacten 1-51 af. Zodra hij contact 51 heeft verlaten, komt borstel *B'* op contact 52 en tast achtereenvolgens de contacten tot 102 af.

Het aantal uitgangen van de kiezer kan desgewenst gereduceerd worden tot 51. Men heeft dan per laag slechts één boog met 51 contacten, die weer over 180° zijn verdeeld. De boog wordt nu

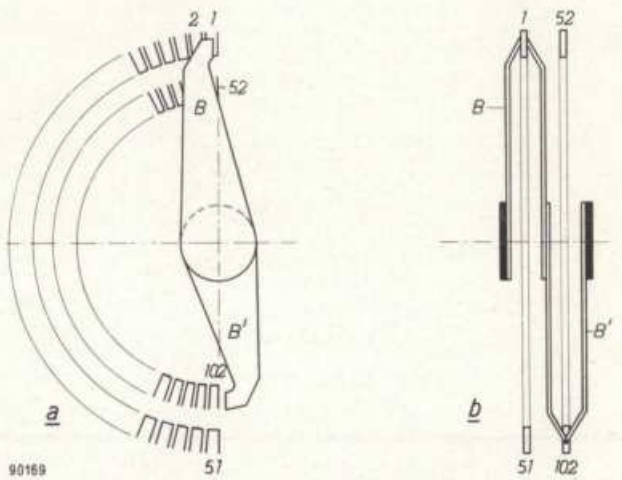


Fig. 6. Schematisch diagram van de verdeling van 102 contacten over twee contactenbogen. In strijd met de werkelijkheid zijn in (*a*) de contacten 52-102 voor de duidelijkheid op een cirkelboog met kleinere straal getekend dan die voor contacten 1-51, en de borstel *B'* korter dan *B*. De werkelijke situatie is in zijaanzicht in (*b*) weergegeven.

afgetast door één borstel met twee einden, zodat na contact 51 dadelijk weer contact 1 aan de beurt komt (zie *fig. 7*). De kiezers kunnen gemaakt worden met een willekeurig aantal lagen, tot 16 toe. Daar het in voorraad houden van vele soorten kiezers niet economisch is, zijn er twee normale uitvoeringen, nl. met 4 en met 8 lagen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 8 geeft een kiezer weer met 4 borstels en 102 uitgangen, terwijl *fig. 9* de borstels met aandrijfmechanisme toont. Dit borstelmechanisme kan op eenvoudige wijze zelfs tijdens het werken uit de contactenbank worden genomen. Hiertoe worden eerst de mescontacten K losgemaakt (zie fig. 8), door de arm waarop ze gemonteerd zijn, te draaien. Daarna wordt hefboom W naar links bewogen, waardoor de pen M vrijkomt en het gehele borstelmechanisme uit de contactenbank kan worden getrokken. De hefboom W is voorzien van een veer, waardoor een kracht op pen M wordt uitgeoefend en de stationaire as waarom de borstels en het palwiel draaien, in twee V-vormige inkepingen in de eindplaten van de contactenbank wordt gedrukt, zodat een goede centrering is gewaarborgd. De koppelmagneet en de stopmagneet zijn op eenvoudige wijze verstelbaar gemaakt op de montageplaat van het borstelmechanisme. Dit is nodig om, als het borstelmechanisme voor de eerste keer in een contactenbank wordt geplaatst, de koppelmagneet juist te kunnen instellen ten opzichte van de aandrijfas, en de stopmagneet zo in te stellen dat de borstels op de juiste plaats van de contacten stoppen.

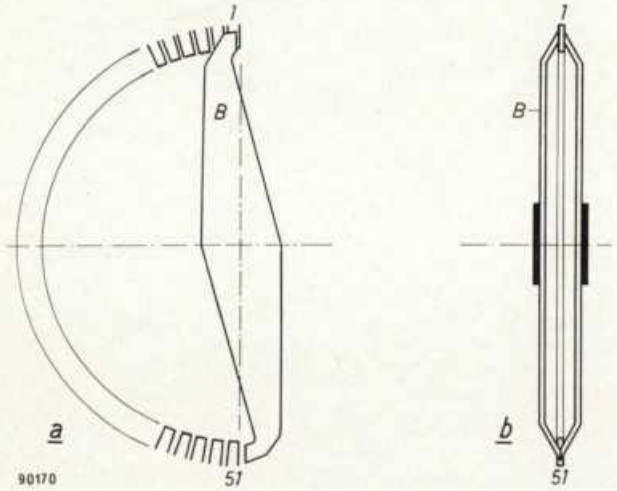


Fig. 7. *a*) Schematisch diagram van een kiezer met 51 contacten en een borstel B met twee einden. *b*) Als (*a*), van terzijde gezien.

De kiezers worden in groepen naast elkaar in de rekken gemonteerd, met de contactenbanken verticaal (*fig. 10*). De horizontale aandrijfas voor elke groep wordt aangedreven door een ketting, die voor het hele rek gemeenschappelijk is. De aandrij-

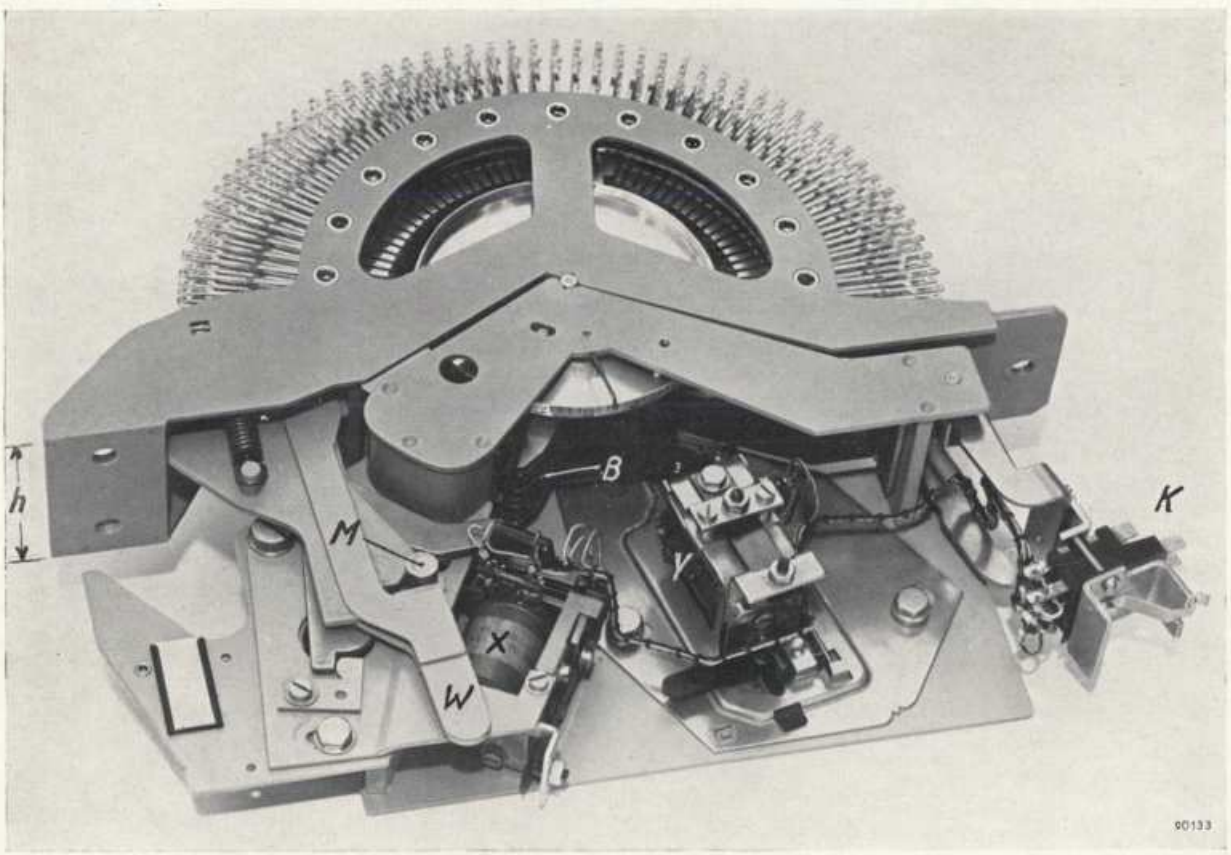


Fig. 8. Snelle eendimensionele telefoonkiezer U45a met vier borstels en 102 uitgangen. X koppelmagneet, Y stopmagneet. W hefboom die het borstelmechanisme door middel van pen M vastzet in de contactenbank. K mescontacten, waarmee de elektrische verbindingen naar de magneten X en Y en de borstels B worden gemaakt. De totale breedte van de kiezer is $h = 49$ mm.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

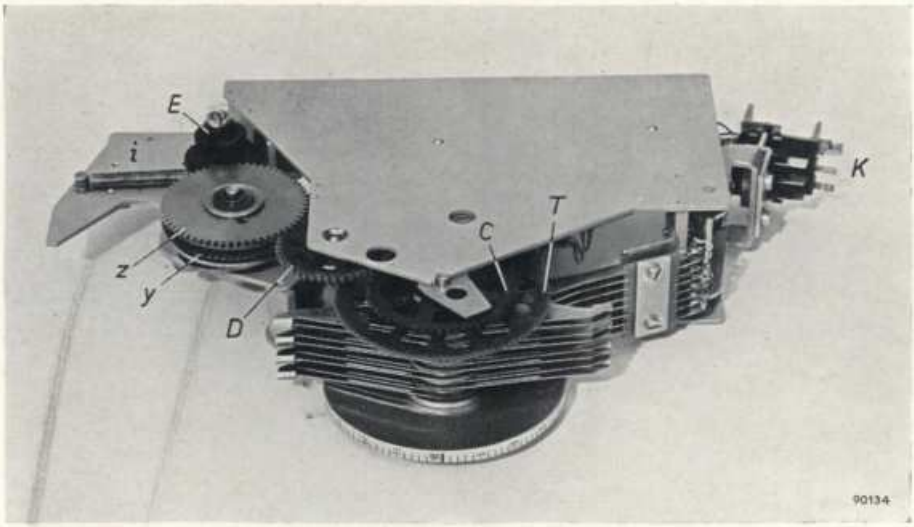


Fig. 9. Borstelmechanisme met vier borstels; *y* en *z* tandwielen van het tussenelement, *E* koppeltandwiel, *C* en *D* tandwielen, *T* palrad, *i* veer (zie fig. 2); *K* mescontacten.

ving door kettingen heeft het voordeel dat de rekken vrij licht geconstrueerd kunnen zijn, daar de aandrijving nu niet wordt beïnvloed door trillingen in het gebouw of kleine afwijkingen in de montage van de horizontale aandrijfassen. De kettingen worden aangedreven door een horizontale as langs de voet van elke rij rekken. Elke ketting wordt automatisch ontkoppeld van de hoofdaandrijfas zodra

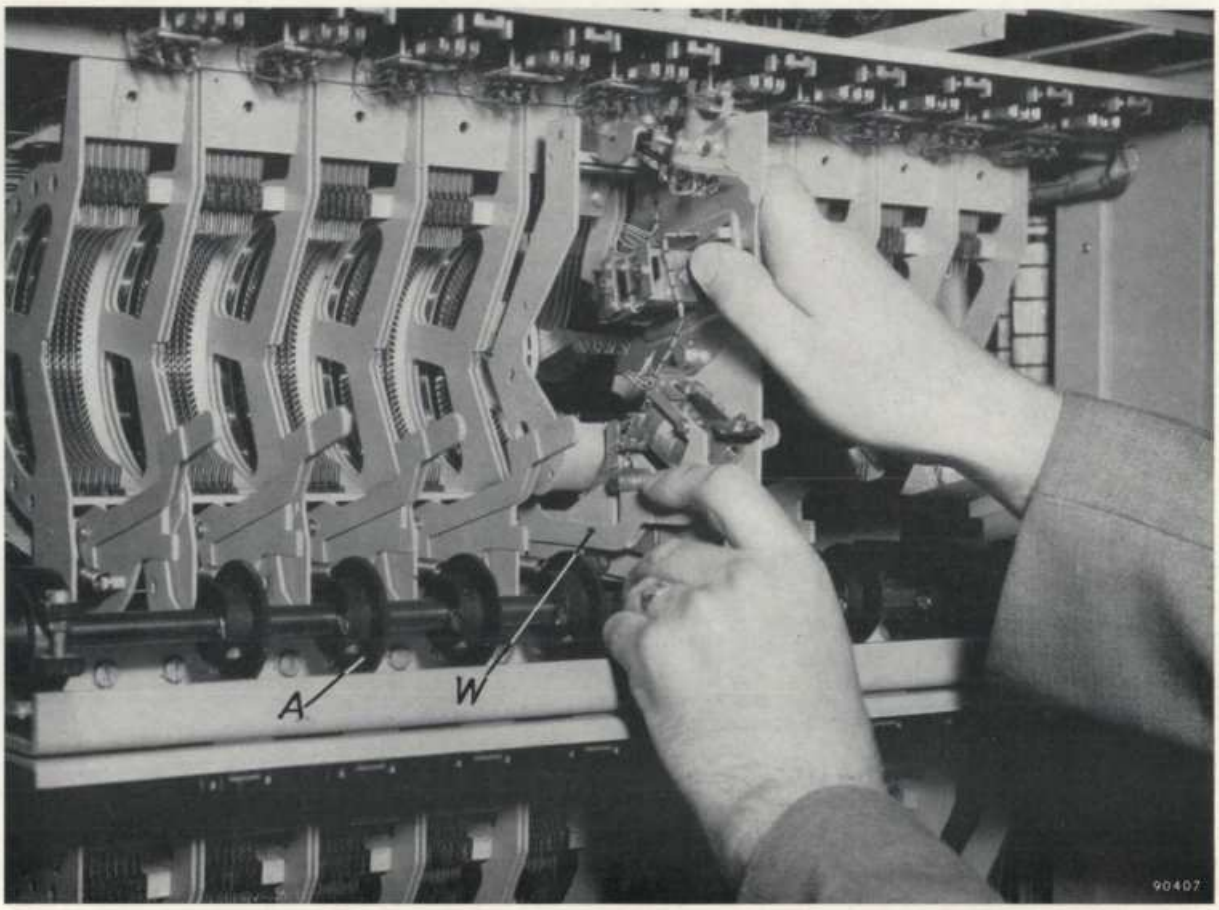


Fig. 10. Het inzetten van een kiezer met vier borstels in een rek. *A* voortdurend draaiende as van het centraal aandrijfmechanisme. *W* hefboom, als in fig. 8.

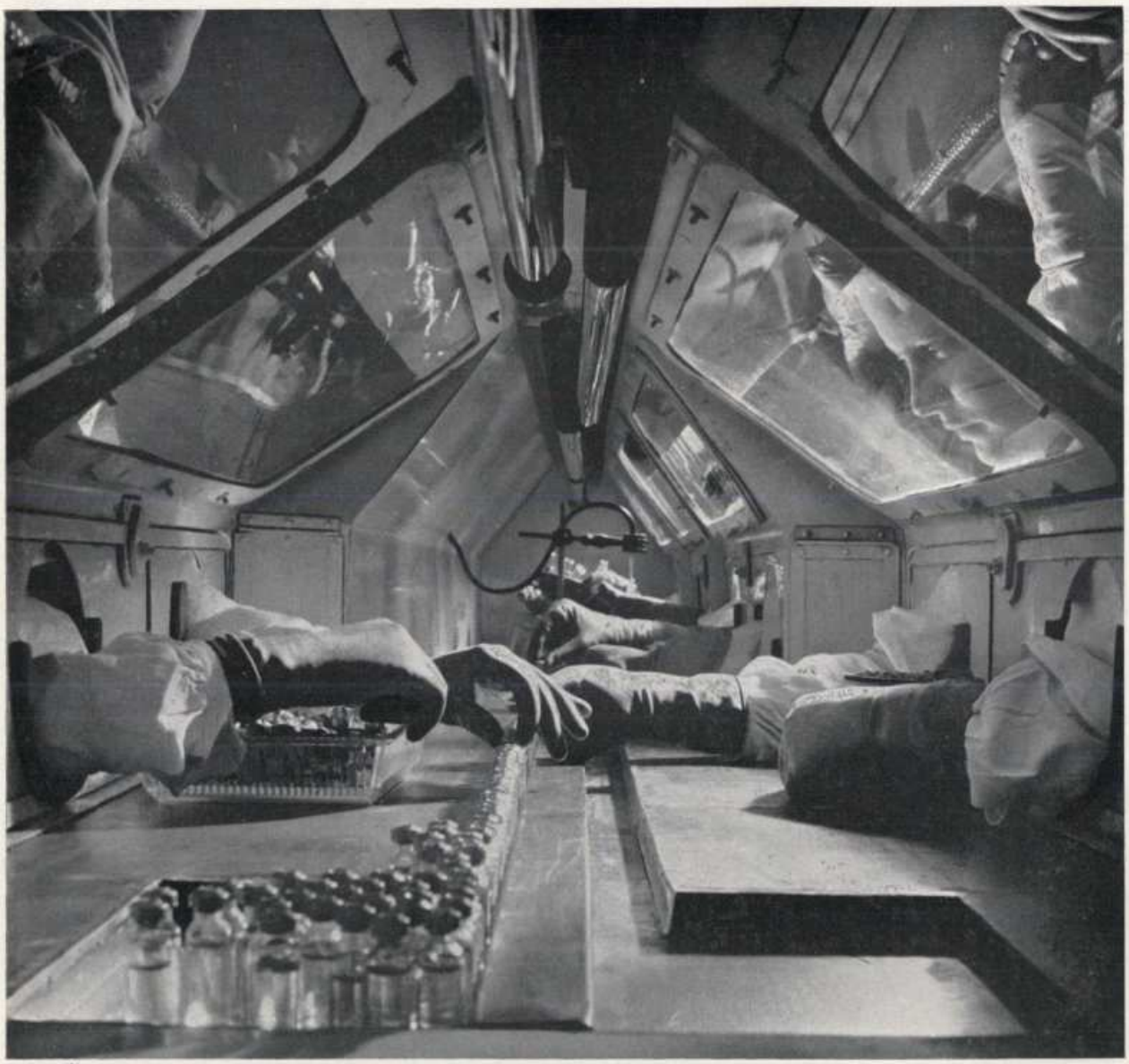
Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zij te zwaar wordt belast, terwijl het ook mogelijk is deze veiligheidskoppelingen met de hand te bedienen.

Samenvatting. Het belang van een grote snelheid der telefoonkiezers wordt besproken aan de hand van enkele voorbeelden. Aangetoond wordt, dat het bij het gebruik van eendimentionele kiezers voordelen biedt deze een zodanige snelheid te geven dat ten minste 300 uitgangen per seconde kunnen worden afgetast. Een vaste nulstand van de kiezer is dan overbodig, terwijl het mogelijk is de uitgangen van de groepen gelijkmatig over de gehele contactenbank te verspreiden. Dit geeft het grote voordeel dat slechts één beweging per gesprek wordt gemaakt, terwijl de gemiddeld per gesprek afgelegde afstand van de orde van 1/10 is van de afstand die moet worden afgelegd in geval van een vaste nulstand. De gemiddelde insteltijd en de slijtage worden hierdoor sterk verminderd. Bij de door Philips' Telecommunicatie-Industrie ontwikkelde draaikiezer U45a wordt de genoemde snelheid gerealiseerd door het toepassen van een centraal aandrijfmechanisme met een tandwieloverbrenging en een nieuwe koppeling, waarbij de kiezer eerst wordt gestopt en daarna ontkoppeld. Een frictiekoppeling laat gedurende de tijd tussen stoppen en ontkoppelen een onderlinge beweging van de tandwielen toe.

HET VULLEN VAN FLESJES MET INJECTIEVLOEISTOF



De N.V. Philips-Roxane brengt verschillende injectievloeistoffen in de handel [1]). Het vullen van flesjes hiermee geschiedt onder strikt steriele omstandigheden in een kast waarin een overdruk van kiemvrije lucht wordt onderhouden. De eventueel toch nog binnengekomen kiemen worden gedood door de straling van ultravioletlampen, die boven in de kast zijn aangebracht. Het vullen gebeurt via een slang, die men op de achtergrond ziet. Op de voorgrond worden de flesjes voorzien van een capsule.

[1]) O.a. virusvaccin tegen influenza; zie A. J. Klein en E. Hertzberger, Philips techn. T. **12**, 277-286, 1950.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

VOORMAGNETISERING VAN DE KERN VAN EEN IMPULSTRANSFORMATOR MET FERROXDURE

door H. G. BRUIJNING en A. RADEMAKERS.

621.314.2.073.3:621.318.124:621.374.3

Tot de merkwaardigste resultaten waartoe het onderzoek van de vaste stof de laatste jaren heeft geleid, behoren o.a. twee groepen van niet-metallieke magnetische materialen: ferroxcube en ferroxdure, beide meermalen in dit tijdschrift besproken. Ferroxcube is een magnetisch zacht materiaal, met ook bij hoge frequenties geringe verliezen. Het magnetisch harde ferroxdure leent zich goed voor permanente magneten. Beide materialen gecombineerd treft men aan in nieuwe impulstransformatoren, ontwikkeld voor het voeden van magnetrons. Deze transformatoren hebben een kern van ferroxcube, die door een magneet van ferroxdure wordt voorgemagnetiseerd.

In de techniek treft men dikwijls transformatoren aan waarvan hetzij de primaire, hetzij de secundaire stroom bestaat uit impulsen die alle dezelfde richting hebben. Voorbeelden hiervan zijn: transformatoren die enkelfazige gelijkrichters voeden, ontsteektransformatoren voor verbrandingsmotoren, en de impulstransformatoren die radarzenders voeden. De kern van zulke transformatoren is ongunstig belast: in plaats van te zwaaien tussen $-B_{max}$ en $+B_{max}$, varieert de magnetische inductie B slechts tussen 0 en B_{max}, zodat de ene helft van de magnetiseringskromme geheel ongebruikt blijft. Er bestaat echter een middel om beide helften te benutten, namelijk voormagnetiseren van de kern. Zoals uit het vervolg zal blijken, kan dit doelmatig geschieden met behulp van een permanente magneet van ferroxdure [1]).

In dit artikel zullen wij ons beperken tot de toepassing van voormagnetisering op impulstransformatoren voor radarzenders.

Werking van een radarzender

Een radarzender zendt periodiek herhaalde golftreinen uit van groot vermogen en korte duur. Wat orde van grootte betreft, kan het topvermogen honderden kW bedragen, de duur van iedere golftrein 1 µsec, de herhalingsfrequentie 1000 Hz. Om de oscillatorbuis (in de regel een magnetron) op deze wijze intermitterend te doen werken, wordt hij gevoed met een anodespanning die bij benadering de vorm van rechthoekige impulsen heeft.

Fig. 1 toont een schakeling waarmee zulke anodespanningsimpulsen gewoonlijk worden opgewekt. Terwijl het thyratron *Th* nog niet ontstoken is, levert de gelijkspanningsbron *E* stroom door de smoorspoel *L*, het impulsvormende netwerk *P* en de impulstransformator *T*. Hierbij wordt het netwerk *P*, dat een uit spoelen en condensatoren samengestelde kunstmatige kabel (vertragingslijn) kan

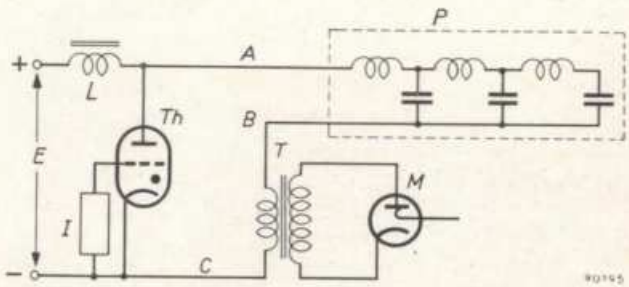


Fig. 1. Schakeling voor het leveren van de anodespanningsimpulsen voor een radarzender. *E* gelijkspanningsbron. *L* smoorspoel. *Th* thyratron. *I* ontsteekinrichting voor het thyratron. *P* impulsvormend netwerk (vertragingslijn). *T* impulstransformator. *M* magnetron.

zijn, geladen. Op de secundaire wikkeling van *T* is het magnetron *M* aangesloten. Door het thyratron te ontsteken, sluit men plotseling de punten *A* en *C* kort (kortsluiting van de gelijkspanningsbron wordt daarbij voorkomen door de smoorspoel *L*). Dit heeft tot gevolg dat over de primaire spoel van de impulstransformator *T* een rechthoekige spanningsimpuls komt te staan, mits voldaan is aan de voorwaarde dat de golfweerstand van het netwerk *P* gelijk is aan de impedantie tussen de punten *B* en *C*. De duur van deze impuls is gelijk aan de tijd die een golffront nodig heeft om het netwerk *P* van het begin tot het eind en weer terug naar het begin te doorlopen. Tijdens de impuls wordt de in *P* opgehoopte energie via de impulstransformator overgedragen aan het magnetron en deels als hoogfrequentie-energie uitgestraald. Aan het eind van de impuls wordt het thyratron stroomloos, waarna het spel opnieuw kan beginnen.

[1]) J. J. Went, G. W. Rathenau, E. W. Gorter en G. W. van Oosterhout, Philips techn. **T. 14**, 33-48, 1952.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De impulstransformator

Frequentiekarakteristiek

Magnetrons voor grote vermogens vereisen een hoge spanning (tientallen kV). De impulstransformator T, die de spanning omhoogtransformeert, maakt dat men aan de primaire zijde kan volstaan met een lagere spanning. Een typisch geval is b.v.: secundair 28 kV, 35 A, primair 7 kV, 140 A (topwaarden).

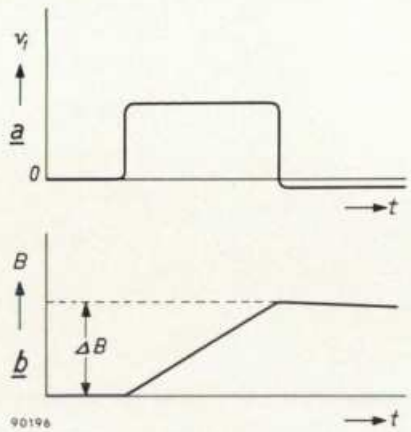


Fig. 2. *a*) Verloop van de primaire spanning v_1 van de impulstransformator T in fig. 1, als functie van de tijd t. *b*) Verloop van de magnetische inductie B in de transformatorkern.

In *fig. 2a* is afgebeeld het verloop van de primaire spanning v_1 met de tijd t, in fig. 2*b* het verloop van de magnetische inductie B in de kern van de impulstransformator zoals men dat zou wensen. Aan de secundaire zijde moet de spanning hetzelfde verloop hebben als aan de primaire. De transformator moet dus zo goed mogelijk het gehele frequentiespectrum van v_1 overbrengen; dit spectrum is, voor naar verhouding veel te brede impulsen (*fig. 3a*), afgebeeld in fig. 3*b*. Geheel vlak zal de frequentiekarakteristiek van de transformator echter niet kunnen zijn: wegens de eindige zelfinductie van de primaire spoel zal de inductie B niet verlopen volgens fig. 2*b* en zal er een verlies optreden aan de zijde van de lage frequenties, terwijl de vereiste draadlengte op de spoelen de hoogste frequenties zal bepalen die nog goed worden overgedragen. De frequentiekarakteristiek heeft b.v. de gedaante die in fig. 3*c* is afgebeeld, met het gevolg dat het spectrum van de secundaire spanning zal zijn zoals fig. 3*d* weergeeft. In de vorm van de secundaire spanning komt het verlies aan laagfrequente componenten tot uiting door een geleidelijke daling (zie fig. 3*e* en de oscillogrammen *fig. 4*), zodat in de golftrein die het magnetron tijdens één impuls opwekt, het uitgezonden vermogen eveneens afneemt. Het verlies aan hoogfrequente componenten maakt dat de flanken van de impuls minder steil lopen en de uitgezonden golftreinen dus minder scherp begrensd zijn. Het eerste treedt in sterke mate op als men, bij een gegeven transformatorkern, te weinig windingen heeft gebruikt (zelfinductie te klein), het tweede indien de totale draadlengte te groot is, dus indien men te veel windingen heeft genomen. Hier dient dus een compromis te worden gezocht.

Ferroxcube als kernmateriaal

De ligging van dit compromis wordt gunstig beïnvloed door een goede keus van het materiaal voor de kern. Een materiaal met grote permeabiliteit is van voordeel omdat men daarbij relatief weinig windingen nodig heeft om een bepaalde zelfinductie te verkrijgen. Een hoge verzadigingsinductie is gunstig wegens de kleine doorsnede die

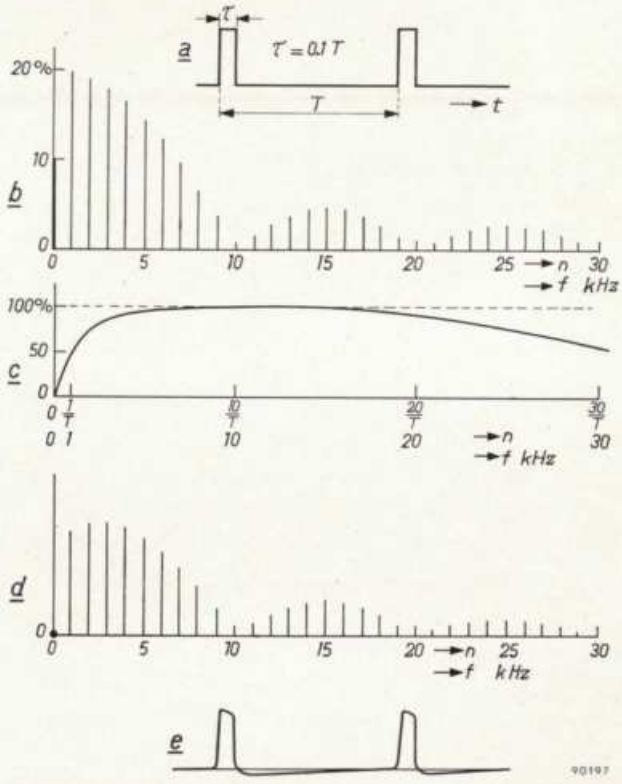
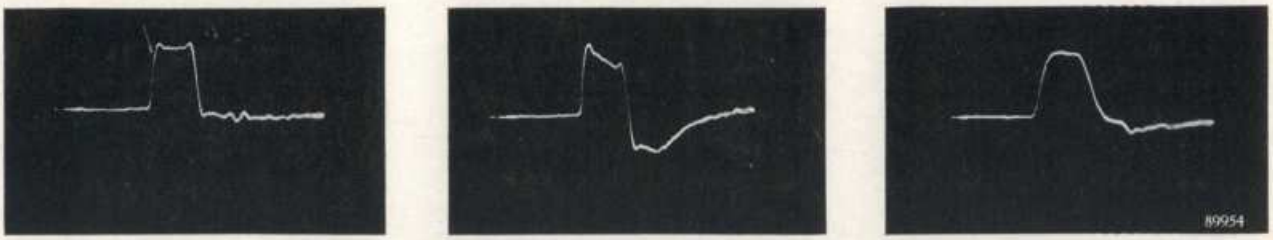


Fig. 3. *a*) Rechthoekige impulsen met duur τ en herhalingsfrequentie $1/T$. Met het oog op de duidelijkheid van de figuren (*b*) en (*d*) zijn de impulsen naar verhouding veel te breed getekend ($\tau/T = 0{,}1$ in plaats van ca. 0,001).
b) Spectrum van de impulsreeks (*a*). Verticaal zijn de amplituden van de harmonischen uitgezet in % van de impulshoogte, horizontaal de rangorde n en de frequentie f van de harmonischen, voor het geval $\tau = 10^{-4}$ sec, $T = 10^{-3}$ sec.
c) Frequentiekarakteristiek van een impulstransformator.
d) Spectrum van de secundaire spanningsimpulsen.
e) Als gevolg van de vorm der karakteristiek (*c*) zijn de secundaire impulsen vervormd.
(Voor $\tau = 10^{-6}$ sec, $T = 10^{-3}$ sec — een meer met de werkelijkheid overeenkomend geval — moet men de schalen van n en f met 100 vermenigvuldigd denken, en de lijnendichtheid in (*b*) en (*d*) 100 maal zo groot.)

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



a *b* *c*

Fig. 4. Oscillogrammen van de secundaire spanning van een impulstransformator waarvan de primaire spanning een reeks nagenoeg rechthoekige impulsen (duur 1 μsec) is en de secundaire spoel is belast op weerstand.
a) Bruikbare vorm van secundaire impulsen.
b) Door te kleine primaire zelfinductie ontstaat een „inzakkende" impuls (verlies aan laagfrequente harmonischen).
c) Door te grote draadlengte wordt de helling van de flanken te klein (verlies aan hoogfrequente harmonischen).

men de kern dan kan geven (kleine lengte per winding, dus kleine draadlengte). Zijn bovendien het wervelstroom- en het hysteresisverlies gering, dan zal de transformator een hoog rendement kunnen hebben.

Grote permeabiliteit, zeer geringe verliezen en niet te lage verzadigingsinductie zijn op gelukkige wijze verenigd in bepaalde soorten ferroxcube. In constructief opzicht heeft ferroxcube boven een metalen kern het voordeel dat men de kern zeer gemakkelijk uit enige massieve blokken samenstelt; voor een metalen kern komt hier alleen zeer dun uitgewalst nikkelijzerband in aanmerking, dat tot een ring moet worden opgewikkeld. Bovendien heeft men bij ferroxcube de vrijheid, verschillende delen van het magnetische circuit verschillende doorsneden te geven, wat bij impulstransformatoren een groot voordeel zal blijken te zijn; een ring van opgewikkeld band daarentegen heeft uiteraard overal dezelfde doorsnede.

Bijzonder voor het doel geschikt is ferroxcube 3C2, waarvan *fig. 5* de *B-H*-kromme geeft. De verzadigingsinductie is ca. 0,5 Wb/m² (=5000 gauss), waarbij behoort een magnetische veldsterkte $H =$ ca. 16 kA/m (ca. 200 oersted). Wil men het materiaal zo gunstig mogelijk gebruiken, dan moet men ervoor zorgen dat de optredende variatie ΔB (vgl. fig. 2*b*) een lang, steil stuk van de *B-H*-kromme beslaat. Is b.v. $\Delta B = 0{,}3$ Wb/m² en laat men deze variatie geschieden tussen de punten *O* en *P* (fig. 5), dan is de relatieve permeabiliteit μ_r ongeveer 300. Verkleint men het aantal windingen zo dat $\Delta B = 0{,}5$ Wb/m² wordt en kiest men als traject *OQ*, dan moet men de winst aan hoge frequenties (door de kleinere draadlengte) bekopen met een verlies aan lage, doordat μ_r daalt tot ca. 25 en de zelfinductie dus zeer veel kleiner wordt.

Voormagnetisatie

De toestand wordt veel gunstiger indien men het steile gedeelte van de *B-H*-kromme beneden de *H*-as niet ongebruikt laat. Kiest men, door een voormagnetisatie van —0,3 Wb/m² aan te brengen, als uitgangspunt *R* (fig. 5) in plaats van *O*, dan heeft men het traject *RP* ter beschikking, dat overeenkomt met $\Delta B = 0{,}6$ Wb/m² en $\mu_r = 300$. Het gebruik van voormagnetisatie levert dus een aanzienlijke winst op.

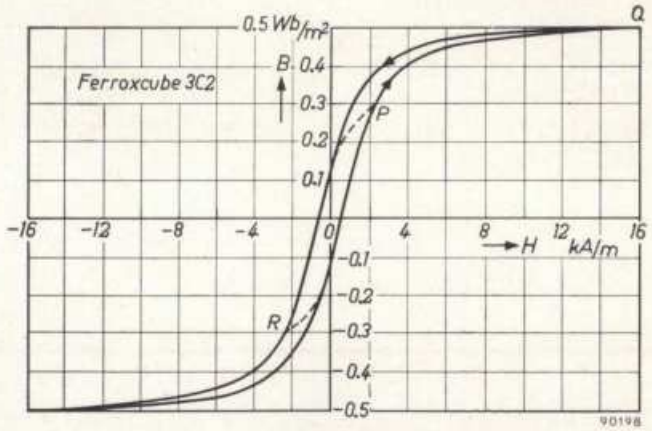


Fig. 5. *B-H*-kromme van ferroxcube 3C2. Het traject *OP* correspondeert met een grote μ_r (= 300), maar ΔB is slechts 0,3 Wb/m². Kiest men als traject *OQ*, dan is $\Delta B = 0{,}5$ Wb/m², doch μ_r nog maar 25. Veel gunstiger is de toestand met een voormagnetisatie overeenkomend met —0,3 Wb/m² (punt *R*): bij het traject *RP* is $\Delta B = 0{,}6$ Wb/m² en $\mu_r = 300$.

De vraag is nu, op welke wijze men de voormagnetisatie het best tot stand kan brengen. Men zou natuurlijk op de transformatorkern een derde wikkeling kunnen aanbrengen en daar een constante stroom doorheen sturen van zodanige sterkte dat de kern de gewenste voormagnetisatie kreeg.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Deze methode heeft het voordeel dat men een gesloten kern kan blijven gebruiken en dus volledig partij kan trekken van de grote permeabiliteit van het kernmateriaal. Een nadeel is echter dat een afzonderlijke gelijkstroombron nodig is; bovendien moet de bekrachtigingsketen een zo hoge impedantie hebben dat er geen noemenswaardige impulsenergie in wordt geabsorbeerd.

Een betere oplossing is het voormagnetiseren door middel van een permanente magneet. Men kan hiervoor een magneetstaal gebruiken of ferroxdure. Dit laatste heeft het voordeel dat men er een wisselflux doorheen kan laten gaan zonder dat er een noemenswaardig wervelstroomverlies in optreedt, dank zij de hoge soortelijke weerstand van dit materiaal.

Tegenover het voordeel dat bij gebruik van een permanente magneet geen stroombron nodig is, staat het nadeel dat het circuit onderbroken moet worden voor het opnemen van de magneet, zodat het verkrijgen van een bepaalde zelfinductie moeilijker wordt. Speciaal in het geval van ferroxdure, met zijn kleine reversibele permeabiliteit, zou men in dit opzicht moeilijkheden kunnen verwachten. Het bezwaar blijkt echter maar klein te zijn; dank zij de grote coërcitieve veldsterkte van ferroxdure kan men namelijk volstaan met een dun plaatje van dit materiaal, zodat de luchtspleet die men in de transformatorkern moet maken, nauw kan zijn en derhalve de afneming van de zelfinductie niet al te groot. Dit zal verderop nog ter sprake komen. Eerst echter zullen wij ons bezighouden met de vraag, hoe het ferroxdure reageert op een stroomimpuls door de transformator.

Gedrag van ferroxdure dat aan een impulsvormig ontmagnetiserend veld is blootgesteld

We beschouwen eerst in het algemeen een impulstransformator waarvan de kern wordt voorgemagnetiseerd door een permanente magneet, en denken om te beginnen aan een magneetstaal, waarvan de *B-H*-kromme is voorgesteld in *fig. 6*. De begintoestand van de magneet is gekenmerkt door een punt op het gedeelte van de *B-H*-kromme dat in het tweede kwadrant ligt, b.v. punt *1*. Laten wij nu op de transformator een impuls optreden van zodanige grootte en richting dat hij de inductie van teken omdraait, dan zal de toestand van de magneet dus tijdelijk worden voorgesteld door het punt *2*, dat even ver beneden de *H*-as ligt als *1* erboven ligt. De bedoeling is natuurlijk dat na de impuls de oude toestand terugkeert. Het is echter gemakkelijk in te zien dat dit laatste geenszins zeker is. Bij het verdwijnen van de impuls wordt van *2* uit de lijn *2-3* gevolgd; het eindpunt *3* ligt op de zg. werklijn *1-0-4* van het systeem [2]). *2-3* loopt onder een kleine helling (de zg. reversibele permeabiliteit van het magnetische materiaal), zodat *3* zeer wel beneden de *H*-as kan komen te liggen. Dit zou betekenen dat de voormagnetisatie niet alleen van grootte was veranderd, maar zelfs het verkeerde teken had gekregen, wat uiteraard tot iedere prijs moet worden vermeden.

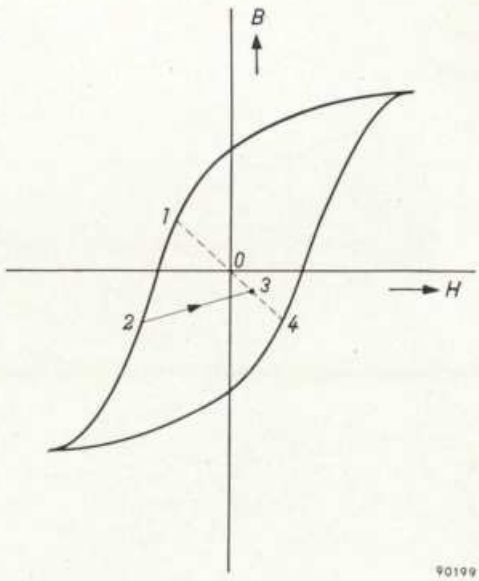


Fig. 6. *B-H*-kromme van een magneetstaalsoort. *1-0-4* werklijn van een van dit staal vervaardigde magneet, die een impulstransformator voormagnetiseert. *1* aanvankelijk werkpunt. Tijdens een impuls loopt de flux andersom en wordt dus het punt *2* bereikt. Bij verdwijnen van de impuls wordt *3* het nieuwe werkpunt. De voormagnetisatie heeft het verkeerde teken gekregen.

Met ferroxdure staan de zaken echter geheel anders dan met magneetstaal. De reversibele permeabiliteit van ferroxdure I is maar weinig kleiner dan de helling van de *B-H*-kromme, zodat het teruglopen dicht langs en ongeveer evenwijdig met de *B-H*-kromme geschiedt. Bovendien kan men de inductie van het materiaal tot een sterk negatieve waarde brengen zonder dat bij terugkeer de magnetisatie verloren gaat. Een geschematiseerde voorstelling van dit gedrag, die wij voorlopig in de volgende redenering zullen gebruiken, geven wij met behulp van *fig. 7*.

Door rechte lijnen benaderd, is in fig. 7*a* de magnetisatie *J* van ferroxdure I als functie van *H* uitgezet. Bij een in sterkte toenemend ontmagnetiserend veld blijft *J* constant zolang *H* de waarde $_JH_c$ niet overschrijdt, en bij overschrijden ervan

[2]) Verderop in dit artikel wordt de werklijn nader toegelicht. Zie ook A. Th. van Urk, Philips techn. T. **5**, 33-40, 1940.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

klapt J geheel om. Fig. 7*b* geeft de bijbehorende B-H-kromme: $B = J + \mu_0 H$, waarin μ_0 de permeabiliteit van de lege ruimte is ($= 4\pi \times 10^{-7}$ Wb/A m). Zet men als abscis $\mu_0 H$ uit op dezelfde schaal als B, zoals in fig. 7*b* is gedaan, dan lopen de lijnen onder 45°. Alleen de bovenste schuine lijn is hier voor ons van belang. Deze snijdt de $\mu_0 H$-as bij $\mu_0\, {}_B H_c$ (welke waarde bij ferroxdure sterk verschilt van $\mu_0\, {}_J H_c$). Langs de bovenste schuine lijn in fig. 7*b* kan het werkpunt volkomen reversibel heen-en-weerschuiven. Een toestand met zwakkere magnetisatie is in beide figuren voorgesteld door een streeppuntlijn, die eveneens reversibel kan worden doorlopen en waarvoor dezelfde grenswaarde $_J H_c$ van het ontmagnetiserende veld geldt.

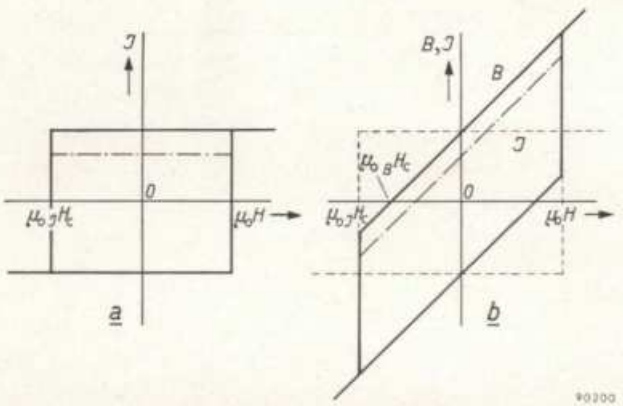


Fig. 7. *a*) Magnetisatie J, en (*b*) inductie B van ferroxdure, als functie van $\mu_0 H$ (geschematiseerd). De lijn voor J is in (*b*) gestippeld getekend. In beide figuren geldt de puntstreeplijn voor zwakker gemagnetiseerd ferroxdure.

Opgemerkt zij nog dat volgens deze geschematiseerde voorstelling de relatieve permeabiliteit $\mu_r = 1$ is; in werkelijkheid geldt voor ferroxdure: $\mu_r =$ 1,1 tot 1,4. Op de werkelijke B-H-kromme komen wij straks terug.

Voor de verdere beschouwingen gaan wij ervan uit dat de ontwerper van de impulstransformator een bepaalde primaire zelfinductie L_1 en een bepaald aantal primaire windingen n_1 heeft gekozen. Daarmee ligt dan de magnetische weerstand (reluctantie) R van het magnetische circuit vast. Immers, als I_m de magnetiseringsstroom is en Φ_m de door I_m opgewekte wisselflux, gelden de betrekkingen $I_m n_1 = \Phi_m R$ en $L_1 I_m = n_1 \Phi_m$, waaruit volgt:

$$R = \frac{{n_1}^2}{L_1}. \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

R is de som van de magnetische weerstand R_{fxc} van het uit ferroxcube bestaande gedeelte van het circuit, en de magnetische weerstand R_s van de spleet die in het circuit moet worden aangebracht om er de ferroxduremagneet in op te nemen:

$$R = R_{fxc} + R_s.$$

Voor R_s geldt:

$$R_s = \frac{d}{\mu_r \mu_0 A_s},$$

als d de wijdte van de spleet is (gelijk aan de dikte van het plaatje ferroxdure) en A_s de oppervlakte van de ferroxcubevlakken waartussen de spleet zich bevindt (A_s zal in het algemeen vrij veel groter zijn dan de kerndoorsnede A_k van het ferroxcube binnen in de spoel). Bij benadering is $\mu_r = 1$, zowel voor ferroxdure als voor lucht, zodat wij, onverschillig in hoeverre de spleet met ferroxdure is gevuld, mogen schrijven:

$$R_s = \frac{d}{\mu_0 A_s}. \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

Wij nemen nu aan dat niet alleen R vastligt ($= {n_1}^2/L_1$, zie (1)), maar eveneens de verdeling van R in R_{fxc} en R_s, en dus ook R_s zelf. Uit (2) volgt dat dan tevens de verhouding d/A_s ($= \mu_0 R_s$) vastligt.

Wij willen nu trachten te komen tot een bepaling van d en A_s afzonderlijk, en wel zodanig dat de gevonden waarden de kleinste zijn die nog geen gevaar van blijvend ommagnetiseren opleveren. Dat dit gevaar afneemt naarmate men d en A_s groter kiest (daarbij de verhouding d/A_s constant houdend), heeft twee oorzaken:

1) Hoe groter het volume van het ferroxdure is, in des te zwakker gemagnetiseerde toestand moet het ferroxdure gebruikt worden, en daarmee wordt, volgens fig. 7*b*, de toelaatbare negatieve B groter.
2) Hoe groter de oppervlakte A_s is, des te kleiner is de verandering van B die het gevolg is van een bepaalde verandering van de flux.

Deze twee oorzaken maken dat het grensgeval, waarin het gevaar van ommagnetisering dreigt, vrij scherp is bepaald. Het zij hier al vermeld dat men in de praktijk niet dicht bij deze grens zal willen werken. In bepaalde storingsgevallen namelijk kan de tegenflux veel grotere waarden bereiken dan normaal. Men neemt daarom steeds een zekere veiligheidsfactor in acht.

De hier bedoelde storingen zijn die waarbij het magnetron niet oscilleert. Dan komt de impulstransformator vrijwel onbelast te werken, en de bovengenoemde voorwaarde dat de vertragingslijn (P, fig. 1) in serie moet staan met een weerstand gelijk aan zijn golfweerstand, is niet langer vervuld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het gevolg is dat de magnetiseringsstroom vele malen (b.v. 40 maal) zo groot wordt als normaal. Aan de hiermee gepaard gaande verzadiging van het ferroxcube is het te danken dat de inductie B_k in de kern in veel mindere mate toeneemt dan de stroom. Toch is deze toeneming nog zo groot dat een veiligheidsfactor ter grootte van 2 tot 3 onmisbaar moet worden geacht, wil men bij storingen van de genoemde soort vermijden dat het ferroxdure zou worden omgemagnetiseerd. Deze veiligheidsfactor is gedefinieerd als $(\Delta B_k)_{max}/2B_0$, waarin $(\Delta B_k)_{max}$ de maximale verandering van B_k is waarbij nog juist geen ommagnetisatie optreedt.

Wij beschouwen nu eerst het geval van de geheel met ferroxdure gevulde spleet (*fig. 8a*), daarna dat van gedeeltelijke vulling (fig. 8*b*).

Geheel gevulde spleet

Daar wij de voormagnetiserende flux Φ_0 als overal in het circuit even groot mogen aannemen, geldt:

$$H_{fxd}d = -\Phi_0 R_{fxc}, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

terwijl $$\Phi_0 = A_{fxd}B_{fxd},$$

waarin de indices fxd en fxc resp. ferroxdure en ferroxcube betekenen; bij geheel gevulde spleet is $A_{fxd} = A_s$. Uit de twee vergelijkingen volgt:

$$\frac{B_{fxd}}{-H_{fxd}} = \frac{d/A_{fxd}}{R_{fxc}},$$

of, volgens (2):

$$\frac{B_{fxd}}{-\mu_0 H_{fxd}} = \frac{R_s}{R_{fxc}}, \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

welke laatste verhouding volgens onderstelling bekend is.

In de grafiek van de geschematiseerde *B-H*-figuur van ferroxdure (*fig. 9*) wordt verg. (4) voorgesteld door de rechte lijn *0-1* (de werklijn). Het is belangrijk dat deze lijn onafhankelijk is van de keuze van d en A_s mits de verhouding d/A_s constant wordt gehouden.

Het snijpunt van de werklijn met de *B-H*-lijn geeft het werkpunt van het ferroxdure in stroomloze toestand van de transformator. De verschillende gevallen die door variatie van de afmetingen ontstaan, worden geïllustreerd door de drie evenwijdige lijnen in fig. 9. Kiezen wij d en A_s eerst eens zodanig dat volledig gemagnetiseerd ferroxdure nodig is om in stroomloze toestand de gewenste flux Φ_0 op te wekken — de flux dus die in de ferroxcubekern een inductie van 0,3 Wb/m² levert, overeenkomend met het punt R in fig. 5 —, dan zal het

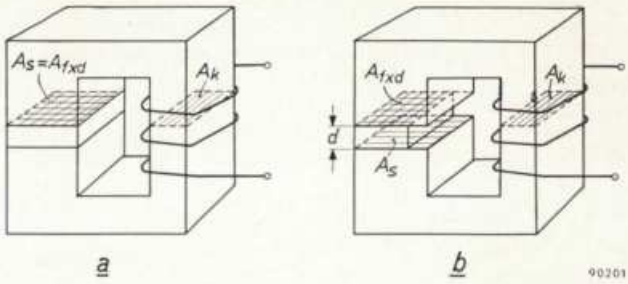


Fig. 8. Schematische vorm van de ferroxcubekern en -jukken van een impulstransformator, waarvan de spleet bij (*a*) geheel, en bij (*b*) ten dele is gevuld met een voormagnetiserende permanente magneet van ferroxdure.

werkpunt komen te liggen in *1*. Men ziet echter onmiddellijk dat bij omkeren van de flux het punt *2* zou worden gepasseerd, want *2* ligt minder ver beneden de horizontale as dan *1* erboven ligt. Dit geval is dus niet bruikbaar, en wij moeten A_s en d groter maken en zwakker gemagnetiseerd ferroxdure gebruiken.

Gaan wij hiermee zo ver dat de bij het punt *3* behorende B juist voldoende is om de gewenste flux Φ_0 te produceren, dan hebben wij juist het grensgeval (veiligheidsfactor 1): bij omkeren van de flux wordt *4* bereikt, dat even ver van de as ligt als *3*.

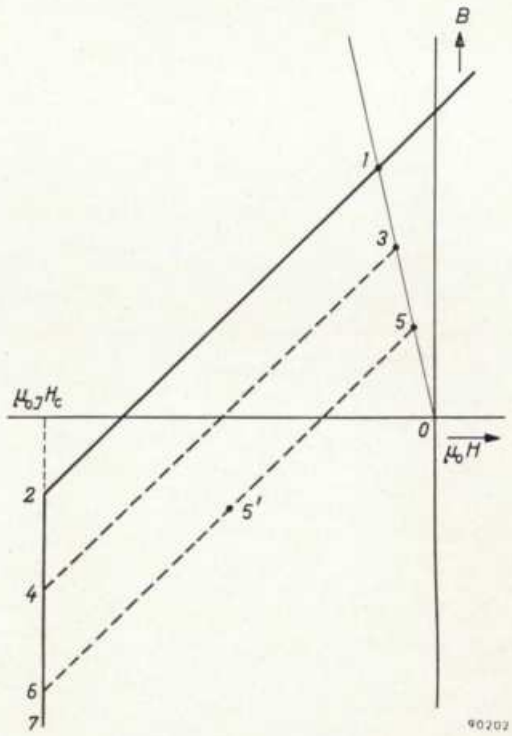


Fig. 9. *1-2-7* is een deel van de B-$\mu_0 H$-kromme van sterk gemagnetiseerd ferroxdure, *3-4-7* idem voor zwakker, en *5-6-7* voor nog zwakker gemagnetiseerd ferroxdure. *0-1* werklijn van een ferroxduremagneet, opgenomen in een magnetisch circuit. Werkpunt *1* is onbruikbaar (veiligheidsfactor kleiner dan 1), *3* is het grensgeval (veiligheidsfactor = 1), *5* levert een veiligheidsfactor = 2.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

In de praktijk verlangt men, zoals gezegd, een zekere veiligheidsfactor. Deze is aanwezig indien men b.v. punt *5* als werkpunt kiest. Met omgekeerde flux wordt *5'* het werkpunt (de ordinaat van *5* is B_0, de ordinaat van *5'* is $-B_0$). De tegenflux mag nu echter zo groot worden dat het punt *6* bereikt wordt, waarvan de ordinaat $-3B_0$ is; de veiligheidsfactor, gelijk aan de verhouding van de lengten *5-6* en *5-5'*, is nu 2.

Het recept voor het bepalen van de afmetingen d en A_s is nu eenvoudig. De voormagnetiserende flux die nodig is om in de kern de gewenste voorinductie B_0 (= 0,3 Wb/m² in fig. 5) op te wekken, is $\Phi_0 = A_k B_0$; is B_w de ordinaat van het werkpunt waarbij een voldoend grote veiligheidsfactor behoort (b.v. punt *5* in fig. 9), dan is de doorsnede A_{fxd} die men aan het ferroxdure moet geven:

$$A_{fxd} = \Phi_0/B_w = A_k B_0/B_w.$$

Uit deze doorsnede en verg. (2) volgt de dikte d die men aan het ferroxdureplaatje moet geven (tevens de wijdte van de spleet).

Ten dele gevulde spleet

Uit de voorgaande beschouwingen kan men komen tot een bruikbaar ontwerp van een transformator met een spleet die geheel gevuld is met niet-volledig gemagnetiseerd ferroxdure (fig. 8*a*). Men kan zich nu afvragen of het ook mogelijk (en misschien voordeliger) is, te werken met een spleet die slechts ten dele is gevuld (fig. 8*b*) met sterker gemagnetiseerd ferroxdure. Het blijkt dat wij dit geval vrij gemakkelijk in verband kunnen brengen met het voorgaande, en wel als volgt.

Wanneer wij in een bepaalde spleet de oppervlakte van de vulling verkleinen ($A_{fxd} < A_s$, fig. 8*b*), dan moet natuurlijk de magnetisatie van het ferroxdure zodanig worden opgevoerd dat dezelfde flux Φ_0 door de kern blijft vloeien. Dit betekent dat het magnetisch potentiaalverschil tussen de grensvlakken van de spleet, $\Phi_0 R_{fxc}$, even groot moet blijven. Uit (3) volgt dat dus H_{fxd} niet mag veranderen. Op analoge wijze kunnen wij laten zien dat dan ook in de toestand van omgekeerde flux de waarde van H_{fxd} dezelfde moet blijven. Is *a-b* in *fig. 10* het reeds besproken werktraject bij geheel gevulde spleet, dan zal bij een spleet die in de juiste mate is gevuld met volledig gemagnetiseerd ferroxdure, het werktraject *c-d* worden, dat evenwijdig is aan *a-b* en verticaal erboven ligt. De bijbehorende inductieverandering ΔB is dus in beide gevallen even groot. Dit is begrijpelijk, want een zelfde fluxvariatie $2\Phi_0$ verdeelt zich gelijkmatig over de spleet, onafhankelijk ervan welk deel van de spleet wordt ingenomen door ferroxdure en welk deel door lucht (voor beide is immers $\mu_r = 1$); de verandering ΔB is in beide gevallen $2\Phi_0/A_s$.

Wij merken bovendien nog op dat de maximale waarde die B kan doorlopen zonder dat blijvende ommagnetisatie optreedt, eveneens dezelfde is gebleven, en derhalve ook de veiligheidsfactor (in de figuur de verhouding $ae/ab = cf/cd$). De twee gevallen in fig. 10 zijn dus volkomen gelijkwaardig.

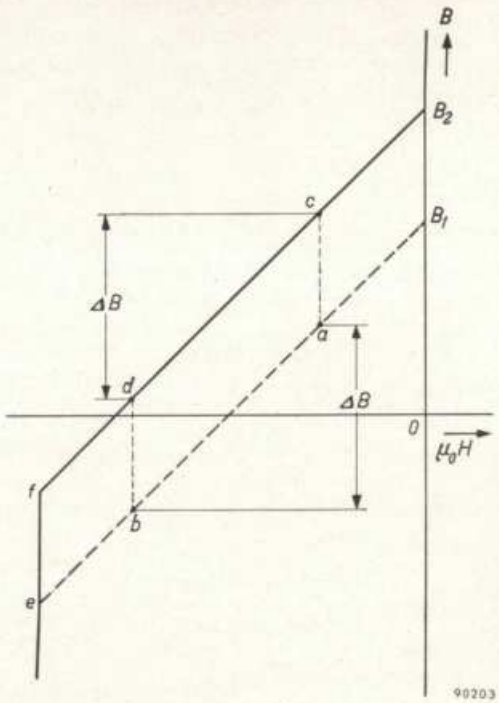


Fig. 10. *a-b* werktraject van een ferroxduremagneet die de spleet van de impulstransformator geheel vult; remanentie B_1. Vult men de spleet gedeeltelijk, met sterker gemagnetiseerd ferroxdure (remanentie B_2), dan wordt het werktraject *c-d*, verticaal boven *a-b* gelegen en op de karakteristiek B_2-*f*, die evenwijdig loopt met B_1-*e*. De inductieverandering ΔB is in beide gevallen dezelfde, de veiligheidsfactor eveneens (althans met deze geschematiseerde karakteristieken).

Wanneer wij echter straks de geschematiseerde, rechtlijnige, *B-H*-figuur vervangen door de werkelijke *B-H*-kromme, dan zal blijken dat constructies met geheel gevulde spleet de voorkeur verdienen.

Wij komen nu tot de vraag, hoe ver de spleet, bij overgang op sterker gemagnetiseerd ferroxdure, moet worden gevuld, hoe groot dus de verhouding $a = A_{fxd}/A_s$ moet zijn.

De zoëven genoemde gelijkwaardigheid van de twee in fig. 10 beschouwde gevallen blijkt hieruit voort te vloeien dat het (bij constante verhouding $R_s : R_{fxc}$, zoals hier steeds wordt ondersteld) alleen aankomt op de kortsluitflux van het ferroxdure, dus op $A_{fxd}B_{rem}$, terwijl de wijze waarop de spleet is gevuld, niet ter zake doet. Gaat men over op

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gedeeltelijke vulling met sterker gemagnetiseerd materiaal, dan moet men dus $A_{fxd}B_{rem} = \alpha A_s B_{rem}$ constant houden.

Bij de overgang van *a-b* op *c-d* in fig. 10 moeten wij dus $\alpha = B_1/B_2$ kiezen (A_s is niet veranderd), en in het algemeen zal voor tussenliggende gevallen, met een remanentie B_{rem}, het werktraject tussen de verticale stippellijnen liggen, mits α en B_{rem} zo worden gekozen dat $\alpha B_{rem} = B_1$.

Hiermee besluiten wij deze algemene beschouwingen, om nu na te gaan, in hoeverre wij onze conclusie moeten herzien indien wij uitgaan van de werkelijke *B-H*-kromme.

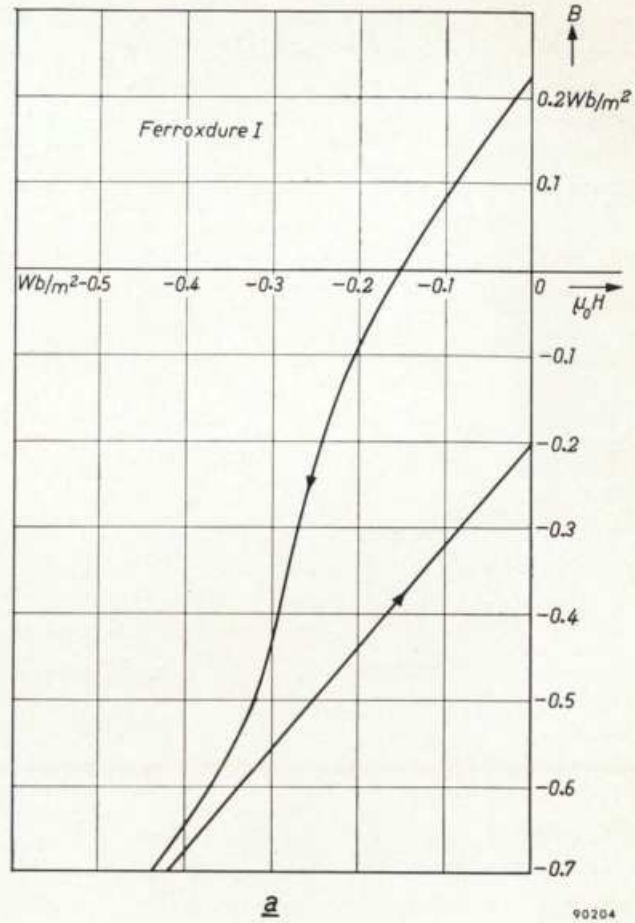
Werkelijke *B-H*-kromme van ferroxdure

Fig. 11a geeft de *B-*$\mu_0 H$-kromme zoals die aan ferroxdure I is gemeten. In fig. 11*b* is het voor ons belangrijke gedeelte ervan op grotere schaal getekend, en tevens vindt men hierin de reversibele karakteristieken voor $B_{rem} = 0{,}20$ en $0{,}12$ Wb/m^2.

Ook in onze verdere beschouwingen houden wij vast aan een constante verhouding $R_s : R_{fxc}$; wij onderstellen nu dat deze verhouding de waarde 1 heeft (dus $R_s = R_{fxc} = \frac{1}{2}R$), wat in de praktijk een gunstige waarde is gebleken. Volgens verg. (4) zal dan bij geheel gevulde spleet ($\alpha = 1$) de werklijn in het *B-*$\mu_0 H$-diagram onder een hoek van 45° lopen.

Wij gaan nu na, welke mogelijkheden de beide magnetisatietoestanden geven. Met $B_{rem} = 0{,}20$ Wb/m^2 vinden wij het werkpunt *1*, waarbij $B_{fxd} = 0{,}08$ Wb/m^2. Om hiermee de gewenste voorinductie $B_0 = 0{,}30$ Wb/m^2 in de kern te krijgen, moeten wij dus $A_s = (0{,}30/0{,}08)A_k = 3{,}8A_k$ kiezen. Uit fig. 11*b* blijkt echter dat het snijpunt *2* met de *B-H*-kromme minder ver beneden de as ligt dan *1* erboven ligt, dus dat ompolen niet toelaatbaar is. Dit komt ook tot uiting in het feit dat de veiligheidsfactor kleiner dan 1 is. Voor $(\Delta B)_{max}$ in het ferroxdure lezen we namelijk in de figuur de waarde 0,13 Wb/m^2 af, zodat de veiligheidsfactor slechts $0{,}13/(2\times 0{,}08) \approx 0{,}8$ bedraagt.

De zwakkere magnetisatie, $B_{rem} = 0{,}12$ Wb/m^2, geeft een veel beter resultaat. Het werktraject wordt *3-3'* in fig. 11*b*, met in het punt *3* de waarde $B_{fxd} = 0{,}05$ Wb/m^2, zodat $A_s = (0{,}30/0{,}05)A_k = 6A_k$ moet worden. De vereiste hoeveelheid ferroxdure moet derhalve $(6/3{,}8)^2 = 2{,}5$ maal zo groot worden als in het vorige geval (zowel de doorsnede A_s als de dikte d wordt een factor 6/3,8 groter, daar volgens (2) de verhouding d/A_s constant is). Deze grotere hoeveelheid materiaal heeft een opmerkelijke verbetering in de veiligheidsfactor tot gevolg.



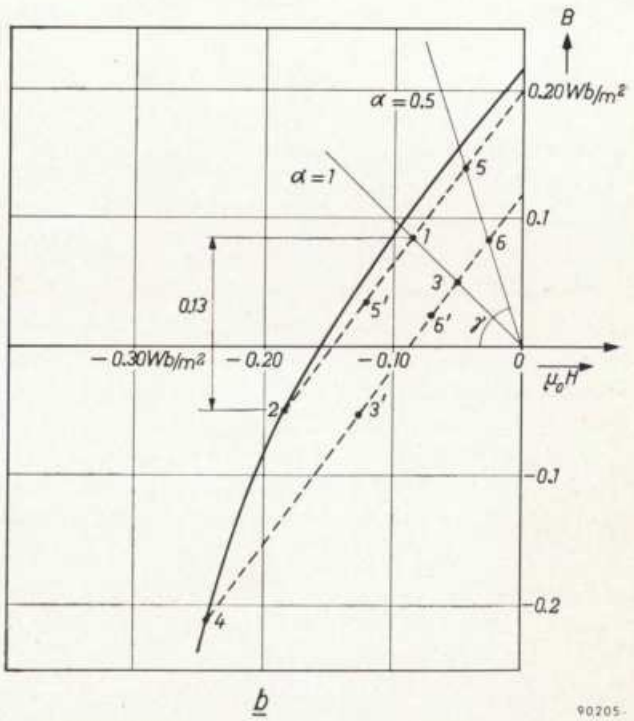


Fig. 11. *a*) Gemeten *B-*$\mu_0 H$-kromme van ferroxdure I. *b*) Gedeelte van (*a*), op grotere schaal, met de reversibele karakteristieken voor $B_{rem} = 0{,}12$ en $0{,}20$ Wb/m^2, en de werklijnen voor $\alpha = 1$ en 0,5. Werkpunt *1* is onbruikbaar (veiligheidsfactor kleiner dan 1). Bij werkpunt *3* behoort het traject *3-3'*, bij *5* het traject *5-5'* en bij *6* het traject *6-6'*.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Deze factor, gegeven door de lengteverhouding van de trajecten *3-4* en *3-3'*, wordt nu 2,5, een waarde die als voldoende mag worden beschouwd.

Wij hebben nu een bruikbaar ontwerp met zwak gemagnetiseerd ferroxdure dat de gehele spleet vult. Hiervan uitgaande, zouden wij op de eerder beschreven wijze kunnen overgaan op gedeeltelijke vulling met sterker gemagnetiseerd materiaal, door het werktraject *3-3'* verticaal omhoog te schuiven en de waarde van α op de juiste wijze mee te varieren. Wij kunnen de zaak echter ook nog eens van een andere kant beredeneren, namelijk door α een vaste waarde (<1) te geven en te zien welke mogelijkheden daaruit voorkomen. Wij zullen dit doen voor $\alpha = 0{,}5$, in combinatie met de waarden $B_{rem} = 0{,}12$ en $0{,}20$ Wb/m^2.

In de eerste plaats zoeken wij de werklijn voor de stroomloze toestand. Bij half gevulde spleet moeten wij dan in de teller van (4) R_s vervangen door de magnetische weerstand van de halve spleet, dus door $2R_s$ ($= 2R_{fxc}$); in de noemer moet komen te staan de magnetische weerstand van het ferroxcube parallelgeschakeld met die van de lege helft van de spleet, dus $R_{fxc}//2R_s = R_{fxc}//2R_{fxc} = \frac{2}{3} R_{fxc}$. De helling van de werklijn voor $\alpha = 0{,}5$ (zie fig. 11*b*) is dus $\operatorname{tg} \gamma = 2R_{fxc}/(\frac{2}{3} R_{fxc}) = 3$. Deze werklijn snijdt de beide reversibele karakteristieken in de punten *5* en *6*. Om nu uit deze werkpunten te komen tot de inductie B_0 in de ferroxcubekern, moeten wij de flux door de lege helft van de spleet (inductie B_l) aftrekken van de flux die het ferroxdure levert. Wij maken daartoe gebruik van het feit dat H in de lege helft gelijk is aan H_{fxd}. In formule dus:

$$A_k B_0 = \tfrac{1}{2} A_s (B_{fxd} + B_l) = \tfrac{1}{2} A_s (B_{fxd} + \mu_0 H_{fxd}), \quad (5)$$

waarin B_l en H_{fxd} negatieve waarden hebben. De waarden van B_{fxd} en H_{fxd} kunnen we uit fig. 11*b* aflezen. Daarmee kunnen we de verhouding A_s/A_k berekenen die nodig is om de voorinductie $B_0 = 0{,}30$ Wb/m^2 te produceren. Op deze wijze vinden we voor het punt *5* de waarde $A_s/A_k = 6{,}7$, en voor het punt *6* de waarde $A_s/A_k = 12$.

De werkpunten bij omgekeerde flux — die we moeten kennen voor het bepalen van de veiligheidsfactor — volgen hieruit door in (5) de genoemde waarden van A_s/A_k en B_0 te substitueren. Dit leidt voor de twee gevallen tot de voorwaarde

$$B + \mu_0 H = -0{,}09 \text{ resp. } -0{,}05 \text{ Wb/m}^2,$$

waarmee in fig. 11*b* de punten *5'* en *6'* corresponderen. De veiligheidsfactor kunnen we nu in de figuur eveneens aflezen: de waarde is $(5\text{-}2)/(5\text{-}5') = 1{,}8$ voor het materiaal met $B_{rem} = 0{,}20$ Wb/m^2, en $(6\text{-}4)/(6\text{-}6') = 5{,}0$ voor dat met $B_{rem} = 0{,}12$ Wb/m^2.

Tot slot vatten wij de in deze paragraaf behandelde gevallen nog eens samen in *tabel I*. Voor elk van de vier beschouwde gevallen zijn daarin vermeld de waarden A_s/A_k, de kortsluitflux $\alpha B_{rem} A_s$ van het ferroxdure gedeeld door A_k, het vereiste volume ferroxdure (in relatieve maat) en de veiligheidsfactor.

Tabel I. Karakteristieke grootheden betrekking hebbend op een impulstransformatorkern, voorgemagnetiseerd met ferroxdure I, waarvan $B_{rem} = 0{,}12$ resp. $0{,}20$ Wb/m^2 en dat de spleet geheel ($\alpha = 1$) resp. half ($\alpha = 0{,}5$) vult, voor het geval $R_s = R_{fxc}$.

	$\alpha = 1$		$\alpha = 0{,}5$	
B_{rem} (Wb/m^2)	0,12	0,20	0,12	0,20
A_s/A_k	6,0	3,8	12	6,7
$\alpha B_{rem} A_s/A_k$ (Wb/m^2)	0,72	0,74	0,72	0,67
volume ferroxdure (%)	260	100	530	160
veiligheidsfactor	2,5	0,8	5,0	1,8

Rij 1 van de tabel laat zien dat A_s/A_k steeds vrij groot is, dus dat de ferroxcubevlakken die de spleet begrenzen, veel groter moeten zijn dan de kerndoorsnede binnen de spoel. Dit leidt — zoals we aanstonds zullen zien — tot constructies die aanzienlijk afwijken van de in fig. 8 afgebeelde vorm.

Op blz. 384 — ons nog baserend op de geschematiseerde karakteristiek en op de benadering dat voor ferroxdure $\mu_r = 1$ — hebben wij gesteld dat de kortsluitflux $\alpha A_s B_{rem}$ van het ferroxdure constant moet zijn. In rij 2 van de tabel zijn de waarden van deze flux (gedeeld door de constante doorsnede A_k) voor de vier gevallen opgegeven. We zien dat ook bij de werkelijke karakteristiek deze grootheid vrij goed constant is.

De rijen 3 en 4 van de tabel geven als verrassend resultaat dat de veiligheidsfactor in het beschouwde gebied in grote trekken evenredig is met het volume van het ferroxdure, en onafhankelijk van de wijze waarop dit wordt toegepast (α en B_{rem}). Het zal daarom altijd de voorkeur verdienen, met geheel gevulde spleet te werken, want dan kan het ferroxcubejuk aan weerszijden van de spleet de kleinste doorsnede hebben, en door gedeeltelijke vulling kan men toch geen besparing aan ferroxdure verkrijgen. Om deze reden is van de vier gevallen in de tabel dat van kolom 1 het gunstigst. Wenst men een grotere veiligheidsfactor, b.v. 5, dan moet met $\alpha = 1$ een betere constructie te vinden zijn dan die van kolom 3. Het geval van kolom 2 is onbruikbaar (veiligheidsfactor kleiner dan 1), dat van kolom 4 heeft een veiligheidsfactor die wat aan de kleine kant is, en bovendien is dit geval, wegens $\alpha < 1$, ook zeker niet het gunstigste.

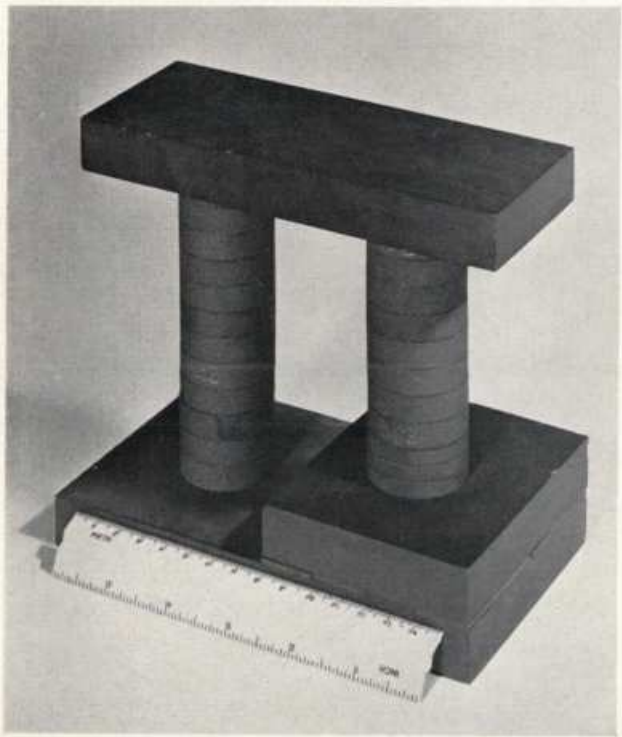
Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Uitvoeringsvoorbeeld

Tot slot bespreken wij als voorbeeld een impulstransformator die te Eindhoven dienst doet in een laboratoriumopstelling voor het beproeven van magnetrons. De primaire eisen voor de transformator waren: een goede vorm van de secundaire impuls en behoud van de voormagnetisatie onder alle omstandigheden.

Een foto van de kern vindt men in *fig. 12*, en de voornaamste gegevens in het onderschrift. De geheel gevulde spleet is 2 mm wijd en heeft een oppervlakte $A_s = 8 \times 10 = 80$ cm², d.i. 8 maal zo groot als de doorsnede A_k van de cilindrische kernen. Deze grote verhouding A_s/A_k, alsmede de wens, ferroxcubeblokken van gestandaardiseerde afmetingen te gebruiken, hebben geleid tot de afgebeelde vorm.



89953

Fig. 12. Kern van een impulstransformator van een beproevingsinstallatie voor magnetrons. Hoofdafmetingen: grondvlak 100 bij 170 mm, hoogte 162 mm. Van de overige gegevens zijn de voornaamste:

	Primair	secundair
Topspanning	7 kV	28 kV
topstroom	140 A	35 A
impedantie	50 ohm	800 ohm
aantal windingen	16	66
impulsduur	1	µsec
stijgtijd	0,14	µsec
kerndoorsnede A_k in spoel	10	cm²
oppervlakte A_s van spleet	80	cm²
wijdte d van spleet	2	mm
veiligheidsfactor	ca. 3.	

De beide zuilen bestaan uit schijven ferroxcube 3C2 van 10 mm dikte (dikkere zijn moeilijk zonder barsten te fabriceren) en 36 mm middellijn. De jukken worden gevormd door rechthoekige blokken ferroxcube 4B2, dat zonder veel moeite in grote stukken te fabriceren is; de iets kleinere permeabiliteit van dit materiaal kan zo nodig worden gecompenseerd door de doorsnede van de jukken groter te kiezen. De voormagnetisatie geschiedt door acht naast elkaar in de spleet liggende plaatjes ferroxdure I van 2 bij 20 bij 50 mm, die in de dikterichting zijn gemagnetiseerd. De veiligheidsfactor is ca. 3. Om elk van de zuilen worden een primaire en een secundaire spoel aangebracht; de primaire spoelen worden parallelgeschakeld, de secundaire spoelen in serie. Het geheel, bijeengehouden door een constructie van isolatiemateriaal, wordt in olie geplaatst.

Opgemerkt zij nog dat bij een laboratoriuminstallatie de afmetingen slechts van ondergeschikt belang zijn. Er is dan ook niet getracht, deze transformator zo klein mogelijk te maken.

Samenvatting. Bij transformatoren waarvan één der wikkelingen wordt doorlopen door impulsvormige stromen van steeds dezelfde richting, is voormagnetisatie van de kern een middel dat een gunstiger belasting van de kern mogelijk maakt. Bij wijze van voorbeeld wordt de impulstransformator van een radarzender besproken. Om de secundaire impuls de goede vorm te geven, moet men zowel de transformator een grote zelfinductie geven als de draadlengte van de wikkelingen klein houden. Het effect van een voormagnetisatie is dat een gunstiger compromis tussen deze tegenstrijdige eisen mogelijk wordt. De voormagnetisatie kan doelmatig worden verkregen door in het magnetische circuit, dat is samengesteld uit blokken ferroxcube, een plaat gemagnetiseerd ferroxdure op te nemen. Richt men het zo in dat in het ferroxcube binnen de spoel de voormagnetisatie een inductie van $-0{,}3$ Wb/m² teweegbrengt en dat bij het voeden met impulsen de inductie daar zwaait van $-0{,}3$ tot $+0{,}3$ Wb/m² en terug, dan heeft de relatieve permeabiliteit van de kern de hoge waarde van ca. 300.

Een oordeelkundige dimensionering is nodig om te voorkomen dat de impulsen het ferroxdure blijvend zouden ommagnetiseren. De theorie van magnetische circuits waarin een permanente ferroxduremagneet is opgenomen en de flux van teken wordt omgekeerd, wordt behandeld met behulp van een geschematiseerde, rechtlijnige, magnetiseringskromme en geverifieerd aan de hand van de werkelijke kromme. Aan het slot wordt een uitvoeringsvoorbeeld besproken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLIKATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publikaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvrage overdrukken.

2356: G. P. Bakos: Mechanical aspects of magnetic recorder design (T. Ned. Radiogenootschap **21**, 17-37, 1956, no. 1).

De kwaliteit van magnetische geluidsregistratie wordt voor een belangrijk deel bepaald door de elektrische en mechanische eigenschappen van het aandrijfmechanisme voor de band. Dit mechanisme heeft tot taak de band met constante snelheid en in nauw contact met wis-, opneem- en weergeefkop langs deze te transporteren. De factoren waarmee men bij het ontwerp van een dergelijk mechanisme rekening moet houden, worden besproken.

2357: R. Vermeulen: Music-reproduction (T. Ned. Radiogenootschap **21**, 39-41, 1956, no. 1).

Verslag van demonstraties van stereofonische muziekweergave en van weergave met stereonagalm in de Philipsschouwburg te Eindhoven voor leden van het Nederlands Radiogenootschap. Zie Philips techn. T. **17**, 191-197 en 223-231, 1955.

2358: G. Diemer en W. Hoogenstraaten: Evidence for hole-mobility in CdS (Physica **22**, 172, 1956, no. 3).

Korte mededeling over metingen van fotogeleiding in een CdS-eenkristal bij plaatselijke verlichting, welke slechts kunnen worden verklaard door aan te nemen dat door de verlichting gaten ontstaan met een zekere beweeglijkheid en een levensduur van 10^{-6} à 10^{-7} sec.

2359: D. de Nobel en D. Hofman: The dielectric constant of CdTe (Physica **22**, 252, 1956, no. 3).

Korte mededeling over de bepaling van de dielektrische constante van CdTe bij verschillende frequenties. De bepaling werd uitgevoerd door met een wisselstroombrug volgens Schering de capaciteit te meten van een condensator die als diëlektricum een eenkristal van CdTe in de vorm van een plaatje bevatte. De resultaten zijn samengevat in een tabel, waarin ook tg δ voor het materiaal is opgenomen.

2360*: J. Volger, J. M. Stevels en C. van Amerongen: Les pertes diélectriques de divers „monocristaux" de quartz aux très basses températures (Verres Réfractaires **10**, 3-14, 1956, no. 1).

Franse vertaling van een eerder in Philips Res. Rep. verschenen artikel (zie no. **R 272** van deze overzichten).

2361: A. van Weel: Récepteurs de télévision à phase lineaire (Onde électr. **36**, 48-56, januari 1956).

De auteur toont aan dat het mogelijk is om, zonder te vervallen in gecompliceerde schakelingen, een middenfrequentieversterker te bouwen die slechts een geringe fazedistorsie introduceert, en die voldoet aan de normaal voor televisieontvangers gestelde selectiviteitseisen. Een artikel over hetzelfde onderwerp verscheen reeds eerder in Philips Res. Rep. (zie no. **R 273** van deze overzichten en Philips techn. T. **18**, 37-55, 1956 (no. 2)).

2362: J. Smit: Galvanomagnetic properties of ferromagnetic metals and alloys (dissertatie Leiden, 11 april 1956).

In deze dissertatie heeft de auteur een aantal in de loop van enige jaren uitgevoerde metingen en hun theoretische verklaring samengevat en afgerond. Het blijkt experimenteel dat in een gemagnetiseerd ferromagnetisch materiaal, naast het normale Hall-effect ten gevolge van het magnetische veld B, een aanzienlijk spontaan effect van hetzelfde type optreedt (spontaan Hall-effect). De grootte hiervan kan men vinden door lineaire extrapolatie van de metingen tot $B = 0$. Het spontane effect neemt sterk toe met de temperatuur, mits men de curietemperatuur niet te dicht nadert. Verder blijkt dat onder dezelfde omstandigheden de elektrische weerstand anisotroop is. De sterkte van dit effect neemt af bij verhoging van de temperatuur. De auteur laat zien dat in een volmaakt periodiek rooster het spontane Hall-effect niet kan optreden. De verklaring moet worden gezocht in een, ten gevolge van spin-baanwisselwerking, anisotrope verstrooiing van de geleidingselektronen aan roosterstoringen. Dit wordt toegelicht en numeriek uitgewerkt aan de hand van een eenvoudig model. De anisotropie in de weerstand wordt verklaard met behulp van de ellipsvormige ladingsverdelingen in de atoomrompen, eveneens veroorzaakt door spin-baanwisselwerking. Ook dit wordt kwantitatief nagegaan. (Zie ook deze overzichten nos. **1996** en **2319**.)

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

2363: N. W. H. Addink: Bestimmung von Spurenelementen (ohne chemische Vorbehandlung) und Analyse kleinster Materialmengen mittels spektrochemischer Methoden (Mikrochimica Acta, no. 1-3, 1956, blz. 299-303).

Het artikel bevat een tabel waarin de spectrochemische en de chemische aantoonbaarheidsgrenzen in μg voor een reeks elementen worden gegeven en vergeleken. Er bestaat een verband tussen de spectrochemische aantoonbaarheidsgrenzen bepaald in het centrum van de koolboog en die bepaald in de gebieden dichter bij de elektrodes, waar de temperatuur hoger is. Dit verband is experimenteel getoetst. Ten slotte wordt schetsmatig aangegeven wat de geringste hoeveelheden zijn die men nodig heeft om van een monster de samenstelling in hoofdzaak vast te stellen (in de praktijk is dit meestal minder dan 0,1 mg).

R 298: P. Zalm: The electroluminescence of ZnS type phosphors (Philips Res. Rep. **11**, 353-399, 1956, no. 5).

In deze dissertatie (Universiteit van Amsterdam) worden verschillende aspecten van de elektroluminescentie van ZnS-fosforen behandeld (hoofdstukken 4, 5 en slot in no. **R 300**). Het eerste hoofdstuk bevat een kort overzicht van de theorieën betreffende de fotoluminescentie van ZnS, voor zover deze van belang zijn voor de elektroluminescentie. In hoofdstuk 2 worden verschillende bereidingsmethodes voor elektroluminescerende ZnS-poeders besproken. Hierbij komen enige eisen ter sprake die men aan deze poeders moet stellen, zoals de aanwezigheid van een geleidende faze aan het oppervlak der kristallieten. In de praktijk wordt deze geleidende faze verkregen door ZnS te activeren met Cu op zodanige wijze dat aan het oppervlak der kristallieten kopersulfide wordt gevormd. Hoofdstuk 3 behandelt de elektrische en optische metingen die hebben bijgedragen tot de vorming van een voorstelling omtrent het mechanisme van de elektroluminescentie. Het blijkt dat men onderscheid dient te maken tussen het geval waarbij door het elektrische veld de activatoren niet worden geïoniseerd en het geval waarbij dit wel gebeurt. In het eerste geval is de lichtemissie nagenoeg in faze met de aangelegde spanning; in het tweede geval wordt het licht pas uitgezonden als de elektronen door omkering van het veld naar de geïoniseerde activatoren worden teruggevoerd. Experimenten met eenkristallen toonden aan dat hierin in hoofdzaak hetzelfde mechanisme werkzaam is als in poeders. De emittantie H hangt volgens de formule $H = H_0 \exp(-cV^{-1/2})$ af van de aangelegde spanning V (H_0 en c zijn constanten). Zoals in hoofdstuk 4 wordt uiteengezet, wordt dit veroorzaakt door de aanwezigheid van een Mott-Schottky-barrière. Voor een eenvoudig model, waarin de kristallen zich bevinden in een diëlektrisch medium, is een theorie opgesteld, welke werd getoetst met behulp van enige in hoofdstuk 5 beschreven experimenten. De lichtemissie blijkt afhankelijk te zijn van de temperatuur, wat wordt verklaard door de variatie van de exciterende veldsterkte ten gevolge van de invloed die de temperatuur heeft op de ruimteladingsverdeling in het kristal. Het proefschrift besluit met een beschouwing over het energierendement van elektroluminescerende fosforen. Zie ook het artikel in dit nummer: Philips techn. T. **18**, 357-364, 1956 (no. 12).

R 299: M. J. Sparnaay: On thermal hysteresis of transformations in solids (Philips Res. Rep. **11**, 400-409, 1956, no. 5).

De auteur geeft een eenvoudige theorie ter verklaring van het optreden van hysteresis bij fazeovergangen in vaste stoffen bij veranderende temperatuur. De theorie is gebaseerd op een beschouwing van orde-wanordeverschijnselen; het kernpunt is de invoering van een geringe asymmetrie in de nulde-ordebenadering.

Rectificaties

In het artikel „Voorversterker met transistor voor de magnetodynamische groeftaster" (Philips techn. T. **18**, 1956, no. 7) leze men in de eerste regel van het onderschrift van fig. 5 op blz. 212: „Spanning E_o" in plaats van „Versterking E_o/E_i". De alinea onder fig. 5 dient overeenkomstig te worden gewijzigd.

In het artikel „De lagentransistor als netwerkelement bij lage frequenties" (Philips techn. T. **18**, 1956, no. 11) moet de laatste zin van het onderschrift van fig. 7 op blz. 334 vervallen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!